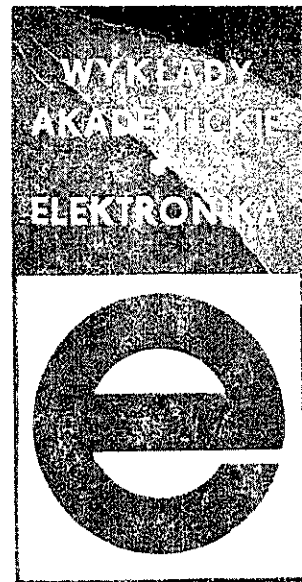


DANIEL JÓZEF BEM

Anteny i rozchodzenie się fal radiowych

WYDAWNICTWA
NAUKOWO-TECHNICZNE

OD KOMITETU REDAKCYJNEGO

Niniejsza seria „Wykłady Akademickie. Elektronika", będąca kontynuacją serii „Podręczniki Akademickie. Elektronika" i opracowana przy ścisłej współpracy profesorów z politechnik Gdańskiej, Warszawskiej i Wrocławskiej, jest dostosowana do potrzeb wydziałów elektroniki tych politechnik.

Książki tej serii obejmują wykłady prowadzone na wyższych latach studiów w ramach poszczególnych specjalności.

Komitet Redakcyjny ma nadzieję, że książki tej serii zaspokoją potrzeby studentów wydziałów elektroniki, a także, że niektóre z nich będą również użyteczne dla studentów innych kierunków oraz dla osób, które ukończyły studia według dawnych programów, w których nie wszystkie obecnie wykładane przedmioty były reprezentowane.

DANIEL JÓZEF BEM

Anteny i rozchodzenie się fal radiowych

WYDAWNICTWA NAUKOWO-TECHNICZNE • WARSZAWA 1973 

Redaktor naukowy
Mgr inż. *JERZY CHABŁOWSKI*

Redaktor WNT
ZOFIA DACKIEWICZ

Okładkę, obwolutę i stronę tytułową projektował
Art. plastyk *TADEUSZ PIETRZYK*

Redaktor techniczny
HALINA FIEĆKO



621.396.677:621.391.81

W pierwszej części podręcznika omówiono podstawy teorii anten, rodzaje anten i ich właściwości oraz zastosowania anten w radiofonii, telewizji, radiolokacji i radiokomunikacji satelitarnej. W drugiej części przedstawiono zarys teorii rozchodzenia się fal radiowych i specyfikę propagacji fal radiowych poszczególnych zakresów częstotliwości.
Podręcznik jest przeznaczony dla studentów wydziałów elektroniki wyższych szkół technicznych. Mogą z niego również korzystać inżynierowie interesujący się podstawami projektowania, budowy i eksploatacji urządzeń antenowych.



Mojemu Nauczycielowi
Profesorowi Tadeuszowi Tomankiewiczowi

Spis treści

Rozchodzenie się fal radiowych

Rozdział 11. Wstępne wiadomości o rozchodzeniu się fal radiowych

Rozdział 12. Rozchodzenie się fali przyziemnej

Rozdział 13. Wpływ troposfery na rozchodzenie się fal radiowych

Rozdział 14. Wpływ jonosfery na propagację fal radiowych

PRZEDMOWA

Podręcznik ten został opracowany na podstawie wykładu pt.: „Anteny i rozchodzenie się fal radiowych", prowadzonego od wielu lat przez autora na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej. Zakres zawartego w podręczniku materiału jest obszerniejszy niż zakres ujęty w „Programie ramowym studiów magisterskich na kierunku Elektronika". Jest to spowodowane potrzebą obsłużenia tym samym podręcznikiem zarówno kursu magisterskiego jak i inżynierskiego oraz dyplomantów. Z myślą o tych ostatnich na końcu podręcznika umieszczono bogaty wykaz literatury, ułatwiający zainteresowanym poszczególnymi zagadnieniami dotarcie do opracowań źródłowych. Pierwsza część podręcznika (rozdz. 1 do 10), obejmująca zagadnienia antenowe, jest pierwszym polskim opracowaniem tematu na poziomie akademickim. Należy więc przypuszczać, że będzie ona przydatna również dla specjalistów interesujących się zagadnieniami projektowania, budowy i eksploatacji urządzeń antenowych.

Pierwsza część podręcznika zawiera zarys teorii anten w nowoczesnym ujęciu (rozdz. 2), na podstawie którego dokonano w dalszych rozdziałach omówienia właściwości anten, stosując podział rodzajowy. Ostatni rozdział tej części podręcznika jest poświęcony zastosowaniom anten w radiofonii, telewizji, radiolokacji i radiokomunikacji satelitarnej.

Druga część podręcznika (rozdz. 11 do 16) zawiera podstawy teorii rozchodzenia się fal radiowych oraz omówienie specyfiki rozchodzenia się fal radiowych poszczególnych zakresów częstotliwości.

Zakłada się, że czytelnik podręcznika ma opanowany materiał z zakresu teorii pola elektromagnetycznego oraz z odpowiednich działów matematyki. W toku wykładu główny nacisk położono na stronę fizyczną zjawisk, przy ograniczeniu strony formalnej do niezbędnego minimum.

Mimo zwiększonej objętości podręcznika musiano zrezygnować z omówienia zagadnień miernictwa antenowego i propagacyjnego. Potraktowanie tych zagadnień skrótowo sprowadziłoby się do powtórzenia materiału wykładanego w miernictwie radiotechnicznym. Solidne opracowanie wymienionych tematów wymagałoby dalszego zwiększenia objętości podręcznika. Z tych samych względów zrezygnowano z omówienia anten aktywnych, podziemnych, rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w kopalniach oraz zastosowań elektronicznej techniki obliczeniowej. Nie zamieszczono też kompletu międzynarodowych materiałów do obliczeń propagacyjnych, będą one bowiem w najbliższym czasie opublikowane przez Politechnikę Wrocławską.

Na zakończenie pragnę złożyć serdeczne podziękowania prof. dr hab. inż. Stefanowi Hahnowi z Politechniki Warszawskiej oraz prof. dr hab. inż. Leonowi Drozdowiczowi z Politechniki Gdańskiej za trud przygotowania recenzji, dzięki którym mogłem usunąć wiele niedociągnięć pierwszej redakcji podręcznika. Panu mgr inż. Jerzemu Chabłowskiemu z Przemysłowego Instytutu Telekomunikacji dziękuję za przejrzenie maszynopisu i życzliwą krytykę. Podziękowania moje należą się również Pani red. Zuzannie Grzejszczak za wiele kłopotów, jakie miała z przygotowaniem tej książki do druku.

Autor

Wrocław, listopad 1972 r.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

a — promień
a — promień kuli ziemskiej
a_z — zastępczy promień kuli ziemskiej
A — powierzchnia
A — powierzchnia równego eikonału
A_{sk} — powierzchnia skuteczna anteny
b — odległość między antenami w układzie antenowym
$\mathbf{B}$ — wektor indukcji magnetycznej
B — zastępczy kąt bryłowy
c — prędkość światła w próżni
c — promień korelacji
d — średnica, odległość
d_a — średnica apertury
D — kierunkowość anteny
$\mathbf{D}$ — wektor indukcji elektrycznej
e — ładunek elektronu
e — podstawa logarytmu naturalnego
e — wilgotność bezwzględna
$\mathbf{E}$ — wektor pola elektrycznego
$\mathbf{E}_{mot}$ — pole elektromotoryczne
E_s — siła elektromotoryczna
f — długość ogniskowa
f — częstotliwość
f_0 — częstotliwość plazmowa
f_{kr} — częstotliwość krytyczna
$f_ż$ — częstotliwość żyromagnetyczna
$f(\Theta, \Phi)$ — nieunormowana charakterystyka promieniowania anteny
F — siła
F_n — współczynnik szumów
$F(\Theta, \Phi)$ — unormowana charakterystyka promieniowania anteny
F_u — funkcje kierunkowe układu antenowego
g — przyspieszenie ziemskie
g — zysk energetyczny anteny (wyrażony w dB)
G — zysk energetyczny anteny
G_0 — zysk energetyczny anteny względem bezstratnej anteny izotropowej
$G_{\lambda/2}$ — zysk energetyczny anteny względem dipola półfalowego
h — połowa długości anteny cylindrycznej
h — stała Plancka
$h_n^{(1),(2)}$ — kulista funkcja Hankela n-tego rzędu, 1 lub 2 rodzaju
H — wysokość
$\mathbf{H}$ — wektor pola magnetycznego

$H_n^{(1),(2)}$ — funkcja Hankela n-tego rzędu, 1 lub 2 rodzaju
I — prąd elektryczny
j — jednostka urojona
$J_n(x)$ — funkcja Bessela pierwszego rodzaju n-tego rzędu
$\boldsymbol{J}$ — wektor gęstości prądu elektrycznego
$^*\boldsymbol{J}$ — wektor gęstości prądu magnetycznego
k — stała propagacji
k_0 — stała propagacji w swobodnej przestrzeni (liczba falowa)
K — współczynnik skrócenia dipola
$\boldsymbol{K}$ — wektor gęstości powierzchniowej prądu elektrycznego
$^*\boldsymbol{K}$ — wektor gęstości powierzchniowej prądu magnetycznego
l — odległość
l — połowa długości anteny liniowej
l — długość, długość trajektorii
l_a — największy wymiar anteny
$\boldsymbol{l}_{sk}$ — wektorowa długość skuteczna anteny
L — długość układu antenowego
m — masa
$\boldsymbol{m}$ moment dipola magnetycznego
n — współczynnik załamania ośrodka
N — wskaźnik refrakcji troposferycznej
N — gęstość elektronowa
p — ciśnienie
$\boldsymbol{p}$ — moment dipola elektrycznego
P — moc czynna
$\boldsymbol{P}$ — polaryzacja dielektryka
$P_n(\cos\Theta)$ — funkcja Legendre'a pierwszego rodzaju
P_q — moc bierna
P_{pr} — moc promieniowana
P_{iz} — zastępcza moc promieniowana izotropowo
q — ładunek elektryczny
$Q_n(\cos\Theta)$ — funkcja Legendre'a drugiego rodzaju
r — promień
$\boldsymbol{r}$ — wektor-promień
R — rezystancja
R — odległość, długość trasy
R — współczynnik odbicia
R — uniwersalna stała gazowa
R_{pr} — rezystancja promieniowania anteny
R_{str} — rezystancja strat
R_V — współczynnik odbicia dla polaryzacji pionowej
R_H — współczynnik odbicia dla polaryzacji poziomej
s — długość łuku
S — współczynnik fali stojącej
S — powierzchnia
S — wilgotność względna
S — gęstość mocy
$\boldsymbol{S}_s$ — uśredniony wektor Poyntinga
$\boldsymbol{S}_z$ — zespolony wektor Poyntinga
t — czas

T — temperatura bezwzględna
U — gęstość promieniowania
U — napięcie elektryczne
U_n — charakterystyka unormowana promieniowania mocy
u — dowolna składowa pola elektromagnetycznego
v — prędkość
v_f — prędkość fazowa
v_{gr} — prędkość grupowa
V — różnica potencjałów elektrycznych
V — objętość, obszar
w — szerokość szczeliny
W — praca
W — współczynnik osłabienia
W_b — względny poziom listków bocznych
W_{wst} — stosunek promieniowania głównego do wstecznego
X — reaktancja
Y — admitancja
Z — impedancja
Z_A — impedancja wejściowa anteny
Z_f — impedancja falowa
Z_{pr} — impedancja promieniowania
α — współczynnik tłumienia
α_0 — kąt zerowy
α_E, α_H — kąty połowy mocy odpowiednio w płaszczyznach E i H
β — stała fazowa propagacji
γ — kąt elewacji, dopełnienie kąta padania
δ — głębokość wnikania
$\delta(z)$ — funkcja delta Diraca
ε — przenikalność elektryczna ośrodka
ε' — zespolona przenikalność elektryczna ośrodka
ε_0 — przenikalność elektryczna swobodnej przestrzeni
ε_r — względna przenikalność elektryczna ośrodka
ζ — impedancja falowa ośrodka
ζ_0 — impedancja falowa swobodnej przestrzeni
η — sprawność anteny
ϑ — przesunięcie fazowe
Θ — kąt padania
$\varkappa$ — współczynnik przydatności anteny
λ — długość fali
λ_0 — długość fali w swobodnej przestrzeni
λ_f — długość fali w falowodzie
μ — przenikalność magnetyczna ośrodka
μ_0 — przenikalność magnetyczna swobodnej przestrzeni
ν — współczynnik wykorzystania apertury
ν — liczba zderzeń
Π — elektryczny wektor Hertza
$^*\Pi$ — magnetyczny wektor Hertza
ϱ — promień
ϱ — współczynnik korelacji
ϱ — odległość numeryczna



ϱ_b — współczynnik rozpraszania
σ — konduktywność
σ — skuteczna powierzchnia rozpraszająca, skuteczna powierzchnia celu
σ_μ — permeancja
Σ — powierzchnia
φ — faza
$\varphi(r, t)$ — powierzchnia falowa
Φ — azymut
Ψ — kąt załamania
Ψ — funkcja Greena
Ψ — powierzchnia ekwifazowa
ω — pulsacja
Ω — kąt bryłowy

Układy współrzędnych

x, y, z — prostokątny
ϱ, Φ, z — cylindryczny
r, Θ, Φ — kulisty

Wektory jednostkowe

$\boldsymbol{1}_x, \boldsymbol{1}_y, \boldsymbol{1}_z$ — w prostokątnym układzie współrzędnych
$\boldsymbol{1}_\varrho, \boldsymbol{1}_\Phi, \boldsymbol{1}_z$ — w cylindrycznym układzie współrzędnych
$\boldsymbol{1}_r, \boldsymbol{1}_\Theta, \boldsymbol{1}_\Phi$ — w kulistym układzie współrzędnych
$\boldsymbol{1}_n$ — normalny
$\boldsymbol{1}_s$ — określający kierunek ruchu fali

Oznaczenia specjalne

∇ — operator nabla
∇' — operator nabla działający na współrzędne punktu obserwacji
* — umieszczona z prawej strony litery oznacza wartość sprzężoną wielkości zespolonej
* — umieszczona z lewej strony litery oznacza wielkość odnoszącą się do pola typu magnetycznego

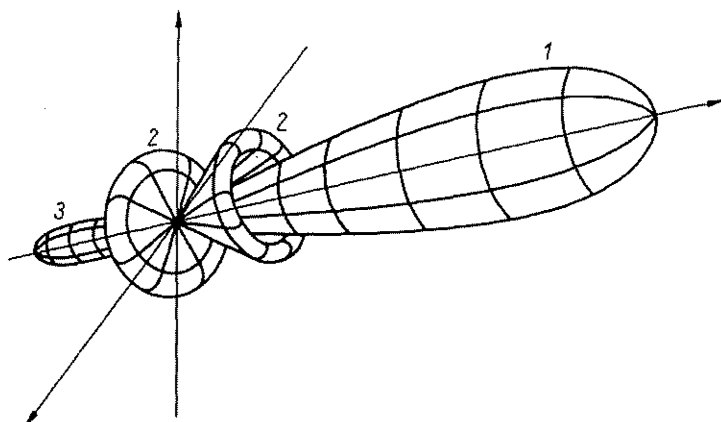
ROLA ANTENY W TORZE RADIOKOMUNIKACYJNYM I JEJ PODSTAWOWE PARAMETRY 1

Antena jest ważnym ogniwem w torze radiokomunikacyjnym. Jej zadaniem jest przekształcenie kierowanych fal elektromagnetycznych w falę w przybliżeniu płaską w swobodnej przestrzeni (antena nadawcza) lub odwrotnie (antena odbiorcza). Antena jest więc swego rodzaju urządzeniem dopasowującym prowadnicę falową do swobodnej przestrzeni. Z racji swego położenia między urządzeniem nadawczym lub odbiorczym a przestrzenią, wymagania stawiane antenie są narzucone zarówno przez warunki rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w przestrzeni jak i przez wpływ anteny, jako elementu danego urządzenia, na jego pracę.

1.1. CHARAKTERYSTYKA PROMIENIOWANIA

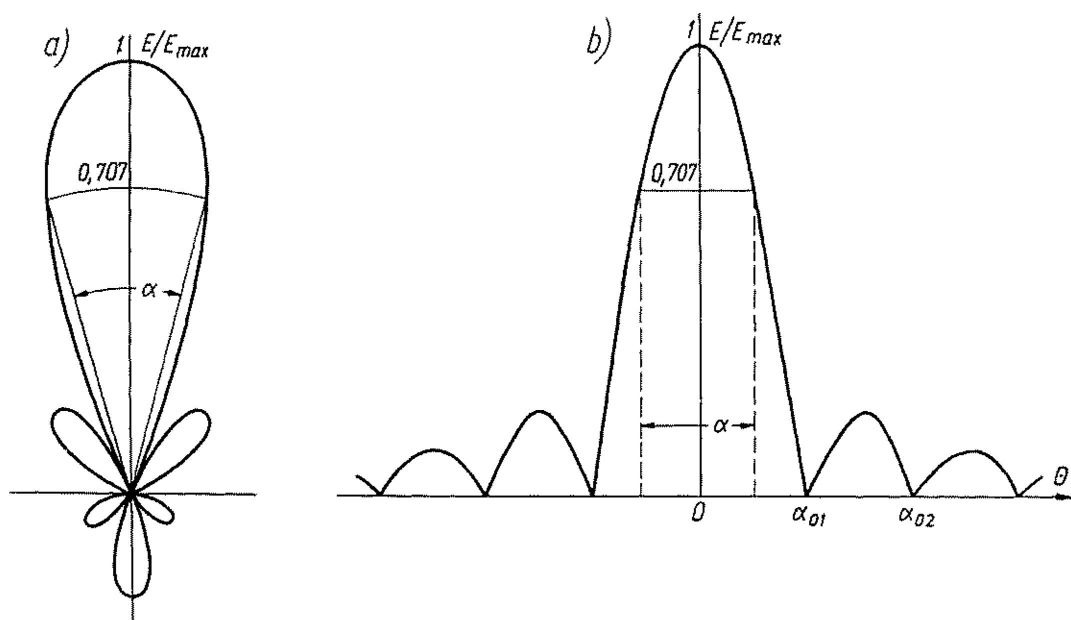
Charakterystyka promieniowania jest jednym z ważniejszych parametrów anteny, określa bowiem przestrzenny rozkład promieniowanej energii. Charakterystykę promieniowania definiujemy jako rozkład natężenia pola elektrycznego na powierzchni kuli o dostatecznie dużym promieniu, której środek pokrywa się ze środkiem anteny. Wartości natężenia pola na powierzchni kuli zależą od promienia kuli, oraz od mocy promieniowanej przez antenę. Aby uniezależnić się od tych czynników, wszystkie wartości natężenia pola dzielimy przez wartość maksymalną, uzyskując w ten sposób unormowaną charakterystykę promieniowania. Oczywiście maksymalna wartość charakterystyki unormowanej jest równa jedności. Dzięki temu możemy łatwo porównywać charakterystyki promieniowania różnych anten. Charakterystyka promieniowania przedstawia pewną zamkniętą powierzchnię w ogólnym przypadku złożoną z kilku przestrzennych wiązek różnej postaci (rys. 1-1). Największą z nich nazywamy *wiązką główną* (*listkiem głównym*), pozostałe — *wiązkami bocznymi* (*listkami bocznymi*). Wykonanie wykresu trójwymiarowego jest kłopotliwe i dlatego ograniczamy się zwykle do podania dwóch wzajemnie prostopadłych przekrojów charakterystyki promieniowania. Przekroje te mogą być wybrane dowolnie; w przypadku anten o polaryzacji liniowej dogodnie jest wykonać je w płaszczyźnie wektora pola elektrycznego $\boldsymbol{E}$ i w płaszczyźnie wektora pola magnetycznego $\boldsymbol{H}$. Mówimy wówczas o charakterystykach promieniowania w płaszczyźnie $\boldsymbol{E}$ i $\boldsymbol{H}$. Często używa się nazw *pozioma* i *pionowa charakterystyka promieniowania*. Należy jednak pamiętać, że terminy te mają określone znaczenie tylko wówczas, gdy jest znana orientacja przestrzenna anteny. Np. w przypadku anteny pionowej zasilanej względem ziemi

(antena radiofoniczna) pionową charakterystyką promieniowania jest charakterystyka w płaszczyźnie wektora *E*, ale w przypadku anteny telewizyjnej o polaryzacji poziomej, charakterystyką pionową jest charakterystyka w płaszczyźnie wektora *H*.



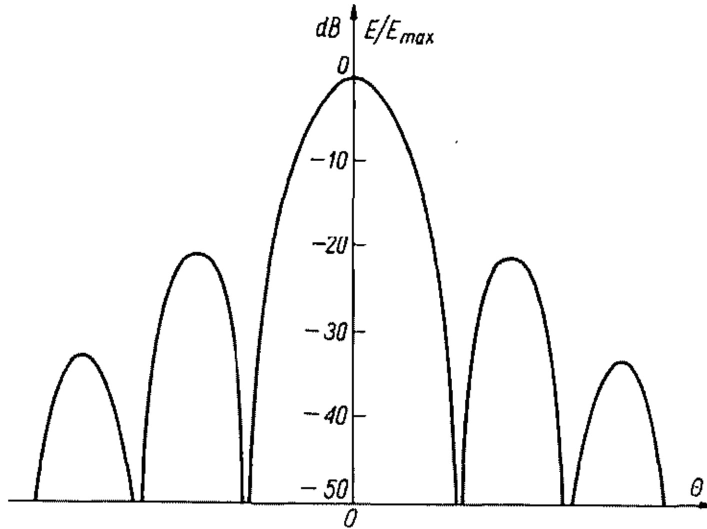
Rys. 1-1. Charakterystyka promieniowania anteny: *1* — listek główny (wiązka główna); *2* — listki boczne; *3* — listek wsteczny

Przekroje przestrzennej charakterystyki promieniowania przedstawiamy w postaci wykresów w biegunowym (rys. 1-2a) lub prostokątnym (rys. 1-2b) układzie współrzędnych. W pewnych przypadkach, gdy poziom listków bocznych w porównaniu z poziomem listka głównego jest bardzo mały, stosujemy skalę logarytmiczną na osi rzędnych (rys. 1-3).



Rys. 1-2. Przekrój charakterystyki promieniowania anteny: a) w biegunowym układzie współrzędnych; b) w prostokątnym układzie współrzędnych

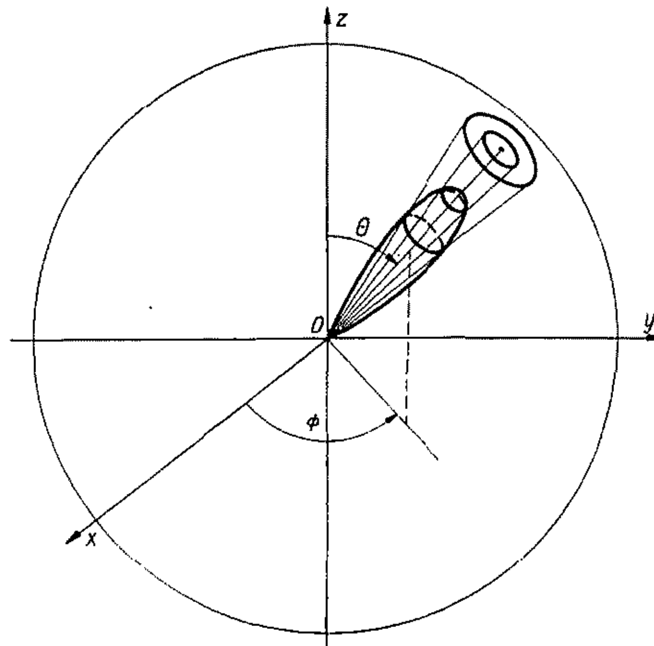
Kąt zawarty między kierunkami promieniowania w wiązce głównej, dla których natężenie promieniowania zmniejsza się o 3 dB, nazywamy *szerokością wiązki głównej* lub *kątem połowy mocy*. Antenę charakteryzują więc dwie wartości kąta połowy



Rys. 1-3. Charakterystyka promieniowania anteny w prostokątnym układzie współrzędnych z logarytmiczną skalą na osi rzędnych

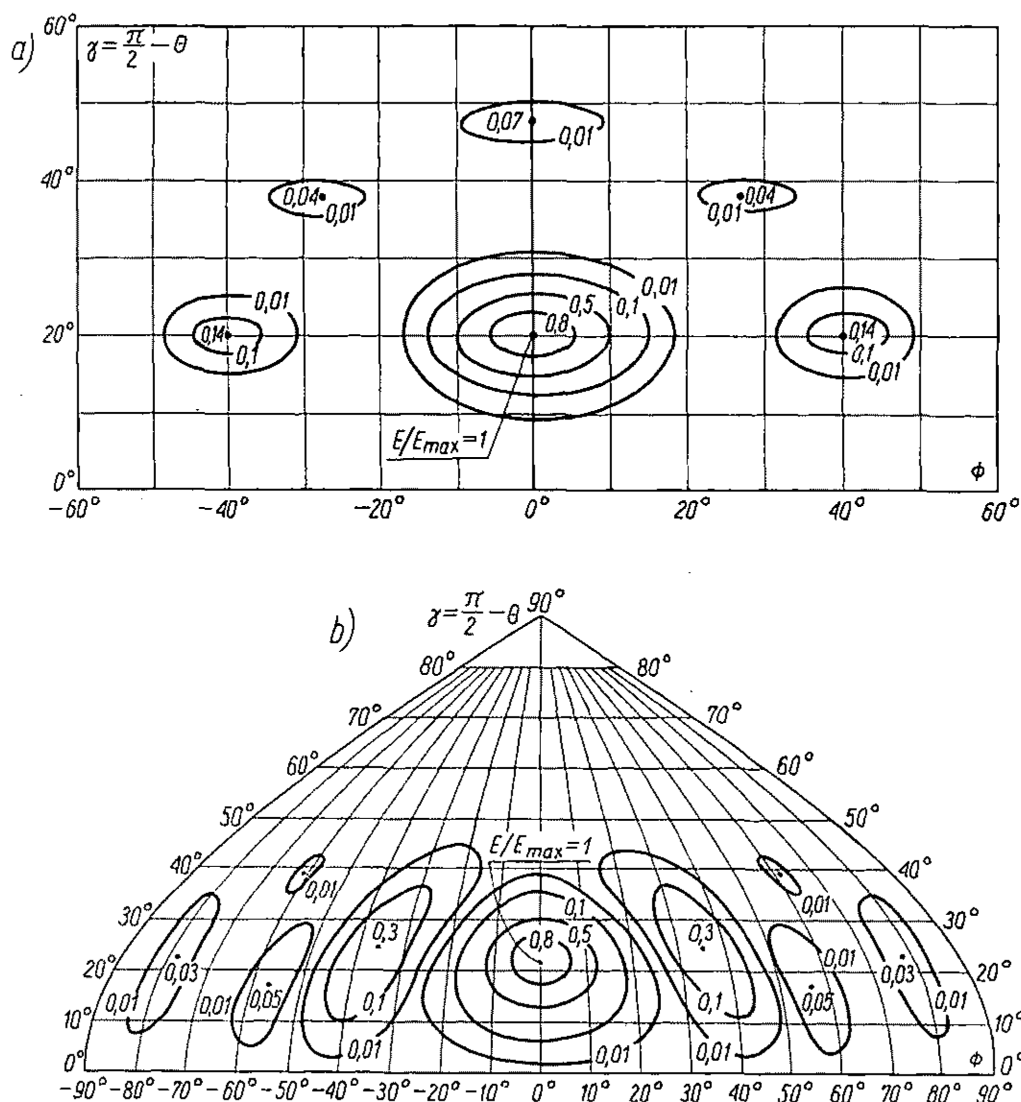
mocy: w płaszczyźnie wektora H — α_H i w płaszczyźnie wektora E — α_E. Kąt, dla którego promieniowanie zmniejsza się do zera, nazywamy *kątem zerowym* α_0.

Dwa prostopadłe przekroje nie zawsze w pełni określają przestrzenną charakterystykę promieniowania anteny. Dlatego też, gdy potrzebujemy pełniejszych infor-



Rys. 1-4. Sposób uzyskania kartograficznego odwzorowania charakterystyki promieniowania anteny

macji, stosujemy kartograficzne przedstawienie charakterystyki. Idea takiego przedstawienia jest następująca. Jeśli przestrzenną charakterystykę promieniowania w układzie biegunowym otoczymy kulą, to każdemu punktowi na powierzchni kuli będzie odpowiadał określony kierunek Θ, Φ. Rzutujemy teraz na powierzchnię kuli krzywe odpowiadające jednakowym wartościom natężenia pola (rys. 1-4). Rzuty



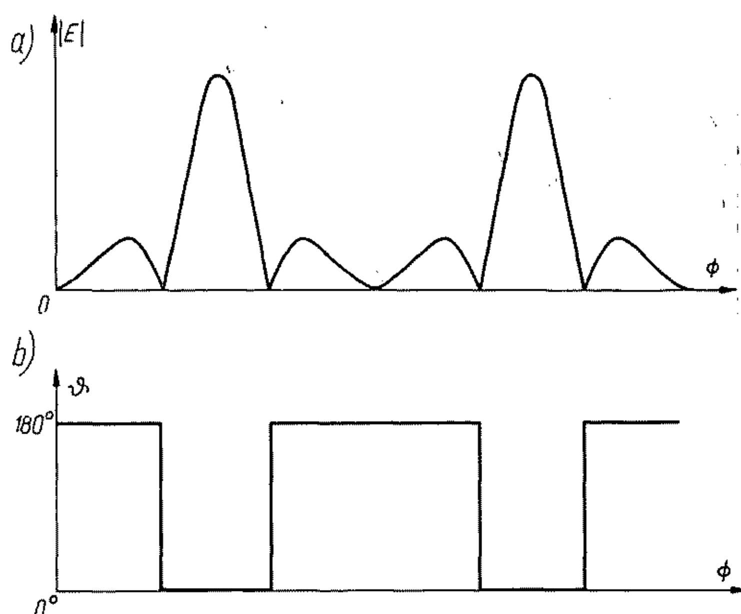
Rys. 1-5. Kartograficzne przedstawienie charakterystyk promieniowania anten: a) w rzucie walcowym; b) w rzucie prostokątno-parabolicznym

te tworzą na powierzchni kuli krzywe zamknięte, przy czym maksima listka głównego i listków bocznych są zobrazowane w postaci punktów. Część powierzchni kuli, wraz z naniesionymi na nią krzywymi jednakowych natężeń pól, odwzorowujemy teraz na płaszczyźnie, stosując metody kartograficzne (rys. 1-5). Zobrazowanie kartograficzne zawiera pełną informację o przestrzennej charakterystyce promieniowania

anteny. W razie potrzeby umożliwia ono wyznaczenie dowolnego przekroju charakterystyki.

W ogólnym przypadku wektor pola elektrycznego anteny w strefie dalekiej może mieć dwie wzajemnie prostopadłe składowe. Jeśli składowe te nie są współfazowe, należy określić charakterystyki promieniowania anteny oddzielnie dla każdej składowej.

Oprócz omówionych dotychczas charakterystyk promieniowania, obrazujących rozkład natężenia pola, stosuje się również charakterystyki promieniowania okre-



Rys. 1-6. Amplitudowa (a) i fazowa (b) charakterystyka promieniowania anteny

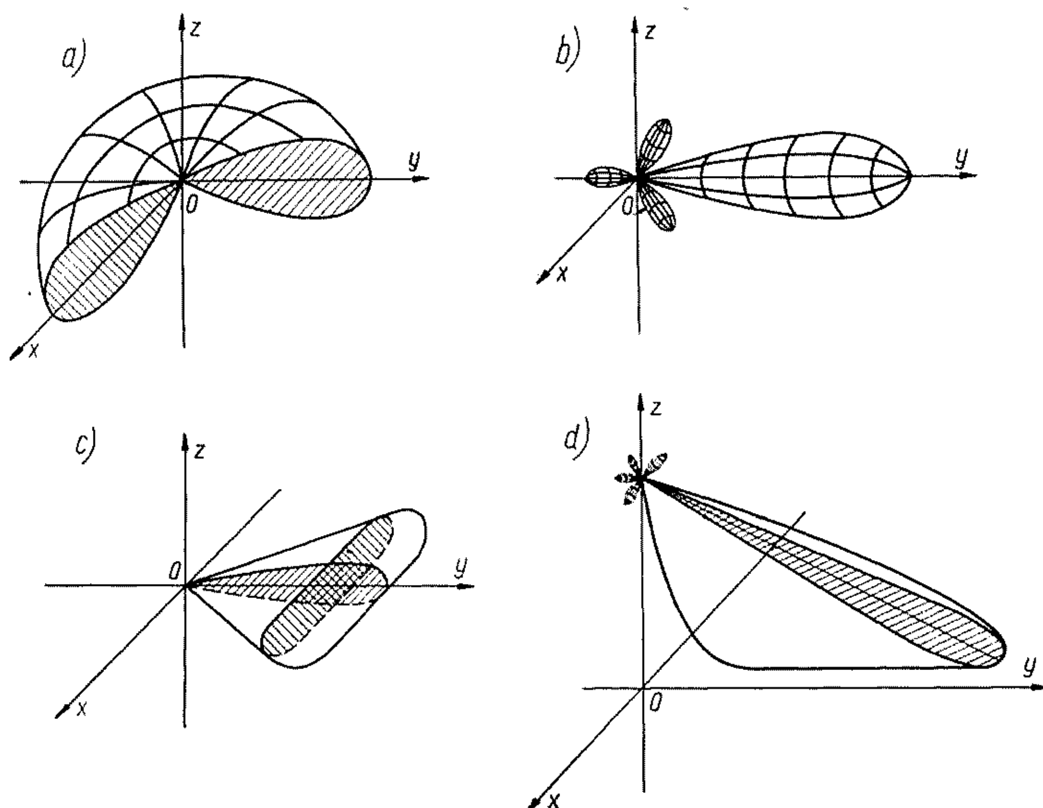
ślające przestrzenny rozkład promieniowanej mocy. Moc promieniowaną przez antenę w jednostce kąta bryłowego nazywamy *gęstością promieniowania* i oznaczamy przez $U(\Theta, \Phi)$. Stosunek $U(\Theta, \Phi)/U_{max}$ jest więc unormowaną charakterystyką promieniowania mocy.

Jeśli składowe wektora pola elektrycznego w strefie dalekiej są współfazowe, to charakterystyka promieniowania mocy jest kwadratem charakterystyki promieniowania pola. W przeciwnym przypadku charakterystyka promieniowania mocy jest proporcjonalna do sumy kwadratów obu składowych.

Zarówno charakterystyka promieniowania pola jak i mocy nie dają informacji o fazie pola. W pewnych przypadkach znajomość fazy pola jest istotna i wtedy odwołujemy się do *charakterystyk fazowych*. Dla wielu anten charakterystyka fazowa jest stała w obrębie jednego listka i zmienia się skokowo o kąt π przy przejściu od listka do listka (rys. 1-6). W ogólnym jednak przypadku charakterystyka fazowa może mieć skomplikowany kształt.

Jeśli powierzchnia ekwifazowa (czoło fali) ma kształt kuli, to środek tej kuli nazywamy *środkiem fazowym anteny*. Nie wszystkie anteny mają środek fazowy. Dla anten nie mających środka fazowego wprowadzamy pojęcie *środka promieniowania*. Definiujemy go jako środek kuli, której powierzchnia w pewnym zakresie kątów (zwykle w obrębie głównej wiązki promieniowania) jest najbardziej zbliżona do powierzchni ekwifazowej.

Charakterystyki promieniowania anten mogą przybierać bardzo różnorodne kształty. Charakterystykę promieniowania mającą kształt kuli, nazywamy *charak-*



Rys. 1-7. Najczęściej spotykane kształty charakterystyk promieniowania anten: a) dookólna; b) szpilkowa; c) wachlarzowa (płetwowa); d) cosecansowa

terystyką izotropową; odpowiada ona antenie promieniującej równomiernie we wszystkich kierunkach. Anteny takiej nie można zrealizować w praktyce; hipotetyczna antena izotropowa jest jednak dogodną teoretyczną anteną wzorcową.

Najczęściej spotykane kształty charakterystyk promieniowania to: dookólny (rys. 1-7a), szpilkowy (rys. 1-7b), wachlarzowy (rys. 1-7c) i cosecansowy (rys. 1-7d)

W większości przypadków promieniowanie w listkach bocznych jest promieniowaniem szkodliwym. Miarą promieniowania w listkach bocznych jest względny poziom listków bocznych, współczynnik rozpraszania i stosunek promieniowania głównego do wstecznego.

Względny poziom listków bocznych definiujemy jako stosunek maksymalnego promieniowania w największym listku bocznym ($|E_b|_{max}$) do maksimum promieniowania wiązki głównej ($|E_{gl}|_{max}$)

$$W_b = \frac{|E_b|_{max}}{|E_{gl}|_{max}} \tag{1-1}$$

Względny poziom listków bocznych charakteryzuje tylko maksymalny listek boczny. Dla oceny całkowitego promieniowania w listkach bocznych wprowadzamy pojęcie *współczynnika rozpraszania* ϱ_b, określającego jaka część mocy doprowadzonej do anteny jest wypromieniowana w listkach bocznych.

$$\varrho_b = 1 - \frac{\int\limits_{\Omega_{gl}} U(\Theta, \Phi)\mathrm{d}\Omega}{\int\limits_{4\pi} U(\Theta, \Phi)\mathrm{d}\Omega} \tag{1-2}$$

przy czym Ω_{gl} — kąt bryłowy zajmowany przez wiązkę główną.

W wielu przypadkach szczególnie szkodliwe jest tzw. *promieniowanie wsteczne*, tj. promieniowanie w przedziale 90...270° w stosunku do listka głównego. Miarą tego promieniowania jest *stosunek promieniowania głównego do wstecznego*, zdefiniowany jako stosunek maksymalnego promieniowania w wiązce głównej do maksimum największego listka wstecznego ($|E_{wst}|_{max}$)

$$W_{wst} = \frac{|E_{gl}|_{max}}{|E_{wst}|_{max}} \tag{1-3}$$

1.2. KIERUNKOWOŚĆ I ZYSK ENERGETYCZNY ANTENY

Stosunek maksymalnej gęstości promieniowania do średniej gęstości promieniowania określa sumarycznie właściwości kierunkowe anteny i nazywa się *kierunkowością*[1)]

$$D = \frac{U_{max}}{U_{śr}} \tag{1-4}$$

Średnia gęstość promieniowania jest równa całkowitej mocy promieniowanej przez antenę podzielonej przez pełny kąt bryłowy, tak więc wyrażenie (1-4) można zapisać w postaci

$$D = \frac{4\pi}{\int\limits_{4\pi} U_n(\Theta, \Phi)\mathrm{d}\Omega} \tag{1-5}$$

przy czym $U_n(\Theta, \Phi) = U(\Theta, \Phi)/U_{max}$ — unormowana charakterystyka promieniowania mocy.

[1)] Spotyka się również określenie synonimowe „zysk kierunkowy" (przyp. red.).

Kierunkowość anteny jest więc jednoznacznie określona przez jej charakterystykę promieniowania.

Wyobraźmy sobie antenę, której charakterystyka promieniowania jest stała w pewnym kącie bryłowym B i równa zeru poza tym kątem. Całka w mianowniku (1-5) jest wówczas wprost równa B i wyrażenie na kierunkowość przyjmuje postać

$$D = \frac{4\pi}{B} \tag{1-6}$$

W przypadku anteny o dowolnej charakterystyce promieniowania możemy również stosować wzór (1-6) przy czym przez B będziemy teraz rozumieli *zastępczy kąt bryłowy*

$$B = \int_{4\pi} U_n(\Theta, \Phi)\, d\Omega \tag{1-7}$$

W szczególnym przypadku, gdy natężenie pola elektrycznego w obszarze promieniowania ma tylko jedną składową, charakterystyka promieniowania mocy jest równa kwadratowi charakterystyki promieniowania pola, tak że wyrażenie na kierunkowość anteny można zapisać w następujący sposób:

$$D = \frac{4\pi}{\int_{4\pi} F^2(\Theta, \Phi)\, d\Omega} \tag{1-8}$$

Biorąc pod uwagę, że $d\Omega = \sin\Theta\, d\Theta d\Phi$, zależność (1-8) możemy sprowadzić do postaci

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} F^2(\Theta, \Phi)\sin\Theta\, d\Theta\, d\Phi} \tag{1-9}$$

W wielu spotykanych w praktyce przypadkach przestrzenna charakterystyka promieniowania może być przedstawiona w postaci iloczynu dwóch funkcji jednej zmiennej

$$F(\Theta, \Phi) = V(\Theta) H(\Phi) \tag{1-10}$$

przy czym $V(\Theta)$ reprezentuje charakterystykę promieniowania anteny w płaszczyźnie pionowej; $H(\Phi)$ — w płaszczyźnie poziomej. Korzystając ze wzoru (1-10) wyrażenie na kierunkowość anteny możemy zapisać w postaci

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} H^2(\Phi)\, d\Phi \int_0^{\pi} V^2(\Theta)\sin\Theta\, d\Theta} \tag{1-11}$$

Kierunkowość anteny nie uwzględnia strat mocy w antenie. Można więc sobie wyobrazić antenę o dużej kierunkowości i małej sprawności. Musimy zatem wprowadzić jeszcze jedną wielkość określającą właściwości kierunkowe anteny z uwzględnieniem jej sprawności. Wielkością tą jest *zysk energetyczny anteny*, który definiujemy jako kwadrat stosunku maksymalnego natężenia pola elektrycznego w danym punk-

cie, wytwarzanego przez badaną antenę, do maksymalnej wartości natężenia pola elektrycznego w tym punkcie, wytwarzanego przez inną antenę, traktowaną jako wzorcową, przy zasilaniu obu anten taką samą mocą

$$G = \left[\frac{\text{maksymalne natężenie pola elektrycznego wytwarzane przez badaną antenę}}{\text{maksymalne natężenie pola elektrycznego wytwarzane przez antenę wzorcową zasilaną taką samą mocą}}\right]^2 \tag{1-12}$$

Za antenę wzorcową można przyjąć dowolną antenę. Zwykle jednak przyjmuje się dipol półfalowy lub bezstratną antenę izotropową. Zysk energetyczny badanej anteny odniesiony do bezstratnej anteny izotropowej oznaczamy przez G_0. Między kierunkowością a zyskiem energetycznym anteny w stosunku do anteny izotropowej zachodzi prosta zależność

$$G_0 = \eta D \tag{1-13}$$

przy czym:

$\eta = P_p/P_d$ — sprawność anteny;

P_p — moc wypromieniowana przez antenę;

P_d — moc doprowadzona do anteny.

Zysk energetyczny anten podajemy często w decybelach

$$g = 10 \lg G \tag{1-14}$$

1.3. DŁUGOŚĆ SKUTECZNA ANTENY

Siła elektromotoryczna E_s indukowana w antenie, na którą pada fala płaska, zależy od natężenia pola elektrycznego padającej fali, kierunku jej przychodzenia i polaryzacji. Dla pewnej kategorii anten, w celu wyznaczenia SEM E_s dogodnie jest wprowadzić pojęcie wektorowej długości skutecznej anteny $\mathbf{l}_{sk}$, wówczas

$$E_s = \mathbf{E} \cdot \mathbf{l}_{sk} \tag{1-15}$$

przy czym:

$\mathbf{E} = \mathbf{1}_\Theta E_\Theta + \mathbf{1}_\Phi E_\Phi$ — wektor pola elektrycznego padającej fali;

$\mathbf{l}_{sk} = \mathbf{1}_\Theta l_\Theta F_\Theta(\Theta, \Phi) + \mathbf{1}_\Phi l_\Phi F_\Phi(\Theta, \Phi)$ — wektorowa długość skuteczna anteny;

$F_\Theta(\Theta, \Phi)$, $F_\Phi(\Theta, \Phi)$ — unormowane charakterystyki promieniowania anteny odpowiednio dla składowej E_Θ i E_Φ.

W ogólnym przypadku pole elektryczne padającej fali może być spolaryzowane eliptycznie (p. 2.1.3), a współczynniki l_Θ i l_Φ mogą być wielkościami zespolonymi. Moduł siły elektromotorycznej indukowanej w antenie osiąga maksimum równe $|\mathbf{E}| \cdot |\mathbf{l}_{sk}|$ wówczas, gdy:

— funkcje $F_\Theta(\Theta, \Phi)$ i $F_\Phi(\Theta, \Phi)$ przyjmują dla kierunku przychodzenia fali wartości maksymalne równe 1;

— współczynniki l_Θ i l_Φ są proporcjonalne do E_Θ^* i E_Φ^* (gwiazdki oznaczają wartości sprzężone wielkości zespolonych).

Stosunek modułu SEM indukowanej w antenie do wartości maksymalnej $|E_s|$ nazywamy *współczynnikiem dopasowania polaryzacyjnego*

$$p = \frac{|E \cdot l_{sk}|}{|E| \cdot |l_{sk}|} \tag{1-16}$$

Jeśli polaryzacja anteny odpowiada polaryzacji padającej fali, to współczynnik dopasowania polaryzacyjnego jest równy jedności. W przypadku gdy polaryzacja padającej fali zmienia się losowo, to wartość średnia kwadratowa współczynnika dopasowania polaryzacyjnego jest równa 0,5.

Między wektorową długością skuteczną anteny a polem wytwarzanym przez tę antenę w obszarze promieniowania zachodzi następujący związek omawiany niżej w p. 2.1.4.:

$$E = \frac{j\omega\mu I_0 l_{sk}}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \tag{1-17}$$

przy czym I_0 — prąd na zaciskach anteny.

1.4. POWIERZCHNIA SKUTECZNA ANTENY

Dla anten powierzchniowych (tuby, anteny reflektorowe) pojęcie długości skutecznej jest mniej użyteczne. Anteny tego typu charakteryzuje wyróżniająca się powierzchnia — *apertura*, w obrębie której następuje przepływ energii elektromagnetycznej od toru zasilającego do nieograniczonej przestrzeni propagacji. Dogodnym parametrem dla ich opisu jest więc *powierzchnia skuteczna anteny*.

W teorii anten dowodzi się następującego twierdzenia: największą kierunkowość osiąga antena z równomiernym współfazowym rozkładem pola w aperturze (twierdzenie to nie dotyczy tzw. zjawiska superkierunkowości). Kierunkowość takiej anteny jest związana z powierzchnią apertury następującą zależnością:

$$D_{max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A \tag{1-18}$$

w której:

A — powierzchnia apertury;

λ — długość fali.

Dla anten z innym rozkładem pola w aperturze (ale przy takich samych rozmiarach apertury i przy takiej samej długości fali) kierunkowość będzie mniejsza i możemy ją przedstawić w postaci

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{sk} \tag{1-19}$$

Wielkość A_{sk} we wzorze (1-19) ma wymiar powierzchni; będziemy ją nazywali *powierzchnią skuteczną anteny*. Zgodnie z podanym wyżej twierdzeniem zawsze zachodzi nierówność

$$A_{sk} \leqslant A \tag{1-20}$$

Stosunek powierzchni skutecznej anteny do powierzchni apertury

$$\nu = \frac{A_{sk}}{A} \tag{1-21}$$

nazywamy *współczynnikiem wykorzystania apertury*.

W przypadku anteny odbiorczej jej powierzchnię skuteczną określamy jako stosunek mocy P, oddawanej przez antenę do odbiornika, do gęstości mocy S, padającej na antenę fali płaskiej

$$A_{sk} = \frac{P}{S} \tag{1-22}$$

Powierzchnia skuteczna anteny odbiorczej zależy więc nie tylko od parametrów anteny, lecz także od impedancji wejściowej odbiornika oraz od polaryzacji i kierunku przychodzenia fali. W ogólnym przypadku, gdy impedancja wejściowa odbiornika nie jest dopasowana do impedancji wejściowej anteny oraz przy braku dopasowania polaryzacyjnego, wyrażenie na powierzchnię skuteczną anteny można zapisać w postaci

$$A_{sk} = p^2 q \eta \frac{\lambda^2 D}{4\pi} \tag{1-23}$$

przy czym:

p — współczynnik dopasowania polaryzacyjnego;

$q = \frac{4R_A R_{odb}}{(R_A + R_{odb})^2 + (X_A - X_{odb})^2}$ — współczynnik dopasowania energetycznego;

η — sprawność anteny;

$Z_A = R_A + jX_A$ — impedancja wejściowa anteny;

$Z_{odb} = R_{odb} + jX_{odb}$ — impedancja wejściowa odbiornika.

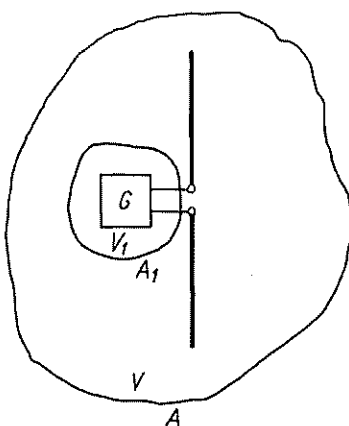
W szczególnym przypadku anteny bezstratnej ($\eta = 1$), której polaryzacja odpowiada polaryzacji padającej fali ($p = 1$) oraz przy dopasowaniu impedancji wejściowej odbiornika do impedancji wejściowej anteny ($q = 1$), powierzchnia skuteczna osiąga wartość maksymalną:

$$A_{sk\,max} = \frac{\lambda^2 D}{4\pi} \tag{1-24}$$

1.5. IMPEDANCJA WEJŚCIOWA I REZYSTANCJA PROMIENIOWANIA ANTENY

W celu określenia warunków współpracy anteny z urządzeniem nadawczym lub odbiorczym dogodnie jest wprowadzić pojęcie *impedancji wejściowej anteny*. Jednoznaczne zdefiniowanie impedancji wejściowej anteny nie jest łatwe ze względu na trudność w określeniu punktów zasilania anteny. W pewnych przypadkach, np. w przypadku anteny dipolowej zasilanej z toru dwuprzewodowego, strukturalna nieciągłość między torem a anteną sugeruje położenie zacisków wejściowych anteny.

Jednak nawet w tym przypadku między anteną a torem przesyłowym występuje sprzężenie, które powoduje, że przynajmniej na pewnym odcinku rozkład prądu wzdłuż toru zasilającego antenę nie jest taki sam jak w torze jednorodnym. W zakresie mniejszych częstotliwości wpływ tego sprzężenia można uwzględnić przez włączenie skupionej reaktancji na zaciski wejściowe anteny; przy wielkich częstotliwościach jednak wpływ sprzężenia może uwidoczniać się na tak długim odcinku toru, że wła-



Rys. 1-8. Obszary rozważane w związku z pojęciem impedancji wejściowej anteny

ściwie nie ma przejścia od prądów w torze przesyłowym do prądów w antenie. Zjawisko to występuje szczególnie wyraźnie w antenach mikrofalowych pobudzanych przez tory falowodowe.

Mimo opisanych wyżej trudności, wprowadzenie pojęcia impedancji wejściowej anteny jest uzasadnione ze względów praktycznych. Rozważmy antenę umieszczoną w swobodnej przestrzeni, dla której w ten lub inny sposób określono zaciski wejściowe. Można w tym przypadku wydzielić obszar V_1 ograniczony powierzchnią A_1 obejmujący generator pobudzający antenę. Rozważmy teraz obszar V ograniczony powierzchnią A obejmujący antenę wraz z pobudzającym ją generatorem (rys. 1-8). Zgodnie z twierdzeniem Poyntinga [49] dla obszaru V jest słuszne równanie następujące:

$$\frac{1}{2}\int_{V_1} \boldsymbol{E}_{mot}\cdot \boldsymbol{J}^* \mathrm{d}V = \frac{1}{2}\int_V \frac{\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{J}^*}{\sigma}\mathrm{d}V + \int_A \boldsymbol{S}_z\cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}a + \frac{j\omega}{2}\int_V (\mu_0 \boldsymbol{H}\cdot\boldsymbol{H}^* - \varepsilon_0 \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{E}^*)\mathrm{d}V \tag{1-25}$$

w którym:

$\boldsymbol{E}_{mot}$ — pole elektromotoryczne generatora;

$\boldsymbol{J}$ — wektor gęstości prądu elektrycznego;

σ — konduktywność

$\boldsymbol{S}_z = \frac{1}{2}(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}^*)$ — zespolony wektor Poyntinga;

$\boldsymbol{1}_n$ — jednostkowy wektor normalny skierowany na zewnątrz obszaru V;

ω — pulsacja;
$\boldsymbol{E}$ — wektor pola elektrycznego;
$\boldsymbol{H}$ — wektor pola magnetycznego;
gwiazdka oznacza wielkość zespoloną sprzężoną.

Całka po lewej stronie równania (1-25) reprezentuje moc pozorną generatora. Równanie (1-25) możemy więc uważać za analogiczne do następującego równania znanego z teorii obwodów;

$$\frac{1}{2} UI^* = P + \mathrm{j}P_q \tag{1-26}$$

w którym:
U — napięcie na zaciskach dwójnika;
I — prąd płynący przez dwójnik;
P — moc czynna wydzielana w dwójniku;
P_q — moc bierna.

Impedancja wejściowa dwójnika jest przy tym równa

$$Z = R + \mathrm{j}X = \frac{U}{I} = \frac{UI^*}{II^*} = \frac{UI^*}{|I|^2} \tag{1-27}$$

Korzystając z wyrażeń (1-21) i (1-19) możemy więc impedancję wejściową anteny zdefiniować wzorem

$$Z_A = R_A + \mathrm{j}X_A = \frac{1}{I_0^2} \int\limits_{V_1} \boldsymbol{E}_{mot} \cdot \boldsymbol{J}^* \mathrm{d}V \tag{1-28}$$

przy czym I_0 — amplituda prądu na wejściu anteny.

Rezystancja wejściowa anteny składa się z dwóch części: rezystancji promieniowania R_{pr} i rezystancji strat R_{str}. Rezystancja promieniowania jest określona przez część rzeczywistą drugiej całki po prawej stronie równania (1-25)

$$R_{pr} = \frac{1}{I_0^2} \mathrm{Re} \int\limits_{A} \boldsymbol{S}_z \cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}a \tag{1-29}$$

Korzystając z pojęcia uśrednionego wektora Poyntinga

$$\boldsymbol{S}_s = \mathrm{Re} \boldsymbol{S}_z = \frac{1}{2} \mathrm{Re}(\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}^*) \tag{1-30}$$

wyrażenie (1-29) możemy przedstawić w postaci

$$R_{pr} = \frac{1}{I_0^2} \int\limits_{A} \boldsymbol{S}_s \cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}a \tag{1-31}$$

W przypadku anten liniowych z sinusoidalnym rozkładem prądu dogodniej jest zamiast amplitudy prądu na zaciskach wejściowych anteny wprowadzić amplitudę

prądu w strzałce I_m. Mówimy wówczas o rezystancji promieniowania odniesionej do strzałki prądu

$$R_{mpr} = \frac{1}{I_m^2} \int_A S_s \cdot I_n \mathrm{d}a \tag{1-32}$$

Rezystancja strat anteny jest związana z mocą Joule'a. Biorąc pod uwagę, że poza obszarem anteny prądy elektryczne nie płyną, rezystancję strat możemy zdefiniować jako:

$$R_{str} = \frac{1}{I_0^2} \int_{V_A} \frac{\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{J}^*}{\sigma} \mathrm{d}V \tag{1-33}$$

przy czym

V_A — obszar anteny.

Rezystancję strat można również odnieść do strzałki prądu

$$R_{mstr} = \frac{1}{I_m^2} \int_{V_A} \frac{\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{J}^*}{\sigma} \mathrm{d}V \tag{1-34}$$

Znając rezystancję promieniowania i rezystancję strat, można wyznaczyć sprawność anteny

$$\eta_A = \frac{R_{pr}}{R_{pr} + R_{str}} \tag{1-35}$$

Jeśli powierzchnię A wybierzemy dostatecznie daleko od anteny, tak aby całkowicie znajdowała się w obszarze promieniowania, to wektor Poyntinga S_z staje się rzeczywisty i o reaktancji wejściowej anteny decyduje tylko trzecia całka w wyrażeniu; mamy więc

$$X_A = \frac{\omega}{I_0^2} \int_{\substack{V \\ r \to \infty}} (\mu_0 \boldsymbol{H} \cdot \boldsymbol{H}^* - \varepsilon_0 \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{E}^*) \mathrm{d}V \tag{1-36}$$

1.6. TEMPERATURA SZUMOWA ANTENY; WSPÓŁCZYNNIK PRZYDATNOŚCI

Nawet w przypadku gdy antena nie odbiera żadnego sygnału użytecznego, w jej obciążeniu wydziela się pewna moc zwana *mocą szumów*. Szumy te są wywołane rozmaitymi czynnikami, ponieważ jednak są one zawsze związane z anteną, nazywamy je *szumami anteny*. Źródłami szumów anteny są:

— promieniowanie elementów konstrukcji anteny (szum własny anteny);

— promieniowanie obiektów otaczających antenę włączając w to również Ziemię i atmosferę ziemską;

— promieniowanie pochodzenia kosmicznego (szum kosmiczny).

Antena jest połączona z odbiornikiem za pomocą toru przesyłowego, będącego również źródłem szumów, które należy uwzględnić przy określaniu sumarycznej mocy szumów, na wejściu odbiornika.

Właściwości szumowe anteny najdogodniej jest wyrazić za pomocą ekwiwalentnej temperatury szumowej równej temperaturze, do której należałoby nagrzać rezystancję promieniowania anteny, aby generowała ona moc równą mocy szumów anteny.

Własna temperatura szumowa anteny T_{wl} związana ze stratami w materiale, z którego wykonano antenę, jest określona przez sprawność anteny i jej temperaturę fizyczną T

$$T_{wl} = (1-\eta_A)T \tag{1-37}$$

Temperatura ta jest niewielka; przykładowo stalowy reflektor znajdujący się w temperaturze 300 K ma temperaturę szumów własnych równą 0,3 K przy $\lambda = 0{,}5$ cm; w tych samych warunkach stalowy dipol półfalowy ma temperaturę szumów własnych 1,2 K. Temperatura szumów własnych anteny maleje ze wzrostem długości fali.

Decydujący wpływ na temperaturę szumową anteny mają zewnętrzne źródła szumów.

Temperaturę szumową anteny bezstratnej definiujemy w następujący sposób:

$$T_{A0} = \frac{D}{4\pi} \int_{4\pi} T(\Theta, \Phi) F^2(\Theta, \Phi) \mathrm{d}\Omega \tag{1-38}$$

przy czym $T(\Theta, \Phi)$ — funkcja opisująca rozkład temperatury szumów w otaczającym antenę środowisku.

Przy obliczaniu temperatury szumowej anteny przyjmujemy zwykle, że ziemia ma temperaturę 300 K, natomiast temperatura szumowa atmosfery jest funkcją częstotliwości i kąta elewacji (p. 15.3).

Sumaryczną temperaturę szumową anteny z uwzględnieniem toru przesyłowego obliczamy wg zależności

$$T_A = (T_{wl} + \eta_A T_A)\eta_f + (1-\eta_f) T_f \tag{1-39}$$

w której:

η_f — sprawność toru przesyłowego;

T_f — fizyczna temperatura toru przesyłowego.

Zapewnienie prawidłowych warunków odbioru wymaga zapewnienia odpowiedniej wartości stosunku mocy sygnału do mocy szumów na wejściu odbiornika. Moc sygnału jest proporcjonalna do zysku energetycznego anteny, moc szumów — do temperatury szumowej systemu. Stosunek mocy sygnału do mocy szumów na wejściu odbiornika jest więc proporcjonalny do stosunku zysku energetycznego anteny G do temperatury szumów systemu. Ten ostatni stosunek jest dogodnym parametrem do oceny przydatności anteny dla określonego systemu radiotechnicznego. Będziemy go nazywali *współczynnikiem przydatności anteny*

$$\varkappa = \frac{G}{T_S} \tag{1-40}$$

przy czym:

$T_S = T_A + T_{odb}$ — temperatura szumowa systemu;

T_{odb} — temperatura szumowa odbiornika.

PODSTAWY TEORII ANTEN 2

2.1. POLE ELEKTROMAGNETYCZNE SYSTEMU PRĄDÓW

2.1.1. OGÓLNE WYRAŻENIA DLA POLA WYTWARZANEGO PRZEZ ZADANY ROZKŁAD PRĄDÓW

Podstawowym zadaniem teorii anten jest określenie pola elektromagnetycznego wytwarzanego przez prądy płynące w antenie. Znalezienie tego pola sprowadza się do znalezienia rozwiązania równań Maxwella spełniającego założone warunki brzegowe i warunki wypromieniowania. Przy założeniu harmonicznej zmienności w czasie, równania Maxwella przyjmują postać [47, 52]

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mathrm{j}\omega\mu \boldsymbol{H} - {}^*\boldsymbol{J} \tag{2-1a}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \mathrm{j}\omega\varepsilon' \boldsymbol{E} + \boldsymbol{J} \tag{2-1b}$$

W równaniach (2-1) $\boldsymbol{E}$ i $\boldsymbol{H}$ są wektorami pola elektrycznego i magnetycznego; $\boldsymbol{J}$ i ${}^*\boldsymbol{J}$ — wektorami gęstości prądu elektrycznego i magnetycznego; ω — pulsacją, ε' i μ — przenikalnością elektryczną i magnetyczną ośrodka, przy czym

$$\varepsilon' = \varepsilon - \mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega} \tag{2-2}$$

oraz

ε — przenikalność elektryczna;

σ — konduktywność.

Równania (2-1) są słuszne dla ośrodków izotropowych, dla których wektory indukcji elektrycznej $\boldsymbol{D}$ i magnetycznej $\boldsymbol{B}$ są związane z wektorami pola elektrycznego $\boldsymbol{E}$ i magnetycznego $\boldsymbol{H}$ następującymi zależnościami:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \tag{2-3a}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} \tag{2-3b}$$

Wektory pola elektromagnetycznego muszą spełniać następujące warunki brzegowe na powierzchni rozdzielającej dwa ośrodki:

$$\boldsymbol{1}_n \times (\boldsymbol{E}_2 - \boldsymbol{E}_1) = {}^*\boldsymbol{K} \tag{2-4a}$$

$$\boldsymbol{1}_n \times (\boldsymbol{H}_2 - \boldsymbol{H}_1) = -\boldsymbol{K} \tag{2-4b}$$

przy czym:

$\boldsymbol{K}$ — wektor gęstości powierzchniowej prądu elektrycznego;

$^*\boldsymbol{K}$ — wektor gęstości powierzchniowej prądu magnetycznego;

$\boldsymbol{1}_n$ — jednostkowy wektor normalny dla powierzchni granicznej ze zwrotem w kierunku ośrodka *1*;

indeksy 1 i 2 oznaczają wartości pól tuż przy granicy rozdziału odpowiednio w ośrodkach *1* i *2*.

Na powierzchni przewodnika o nieskończenie dużej konduktywności warunki brzegowe przyjmują postać:

$$\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_1 = 0 \qquad (\sigma_2 = \infty) \tag{2-5a}$$

$$\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{H}_1 = \boldsymbol{K} \qquad (\sigma_2 = \infty) \tag{2-5b}$$

Jeśli powierzchnia graniczna charakteryzuje się nieskończenie dużą permeancją, to warunki brzegowe wyrażają się zależnościami:

$$\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E} = -^*\boldsymbol{K} \qquad (\sigma_{\mu 2} = \infty) \tag{2-6a}$$

$$\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{H} = 0 \qquad (\sigma_{\mu 2} = \infty) \tag{2-6b}$$

Warunki wypromieniowania dla pola elektromagnetycznego mają postać:

$$\lim_{r\to\infty} r[\boldsymbol{1}_r \times \nabla \times \boldsymbol{E} - \mathrm{j}k_0\boldsymbol{E}] = 0 \tag{2-7a}$$

$$\lim_{r\to\infty} r[\boldsymbol{1}_r \times \nabla \times \boldsymbol{H} - \mathrm{j}k_0\boldsymbol{H}] = 0 \tag{2-7b}$$

$$\lim_{r\to\infty} r|\boldsymbol{E}| = O(1) \tag{2-8a}$$

$$\lim_{r\to\infty} r|\boldsymbol{H}| = O(1) \tag{2-8b}$$

przy czym:

r — odległość od początku układu współrzędnych do punktu obserwacji;

$\boldsymbol{1}_r$ — jednostkowy wektor wzdłuż promienia r;

k_0 — stała propagacji w swobodnej przestrzeni (liczba falowa).

Warunki wypromieniowania oznaczają fizycznie, że energia jest wypromieniowana wyłącznie z ograniczonego obszaru, czyli że nie ma źródeł pola w nieskończoności.

Równania Maxwella są inwariantne względem transformacji:

$$\boldsymbol{E} \rightleftarrows \boldsymbol{H} \qquad \varepsilon' \rightleftarrows -\mu \qquad \boldsymbol{J} \rightleftarrows -^*\boldsymbol{J} \tag{2-9}$$

Ze względu na liniowość równań (2-1) ich rozwiązanie można przedstawić w postaci sumy dwóch składników:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{E}_2 \tag{2-10a}$$

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_1 + \boldsymbol{H}_2 \tag{2-10b}$$

przy czym:

$\boldsymbol{E}_1, \boldsymbol{H}_1$ — wektory pola elektromagnetycznego wywołanego tylko prądami elektrycznymi;

$\boldsymbol{E}_2, \boldsymbol{H}_2$ — wektory pola elektromagnetycznego wywołanego tylko prądami magnetycznymi.

Wielkości E_1, H_1 i E_2, H_2 spełniają przy tym równania:

$$\left.\begin{aligned} \nabla\times H_1 - j\omega\varepsilon' E_1 &= J \\ \nabla\times E_1 + j\omega\mu H_1 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{2-11}$$

$$\left.\begin{aligned} \nabla\times H_2 - j\omega\varepsilon E_2 &= 0 \\ \nabla\times E_2 + j\omega\mu H_2 &= -{}^*J \end{aligned}\right\} \tag{2-12}$$

Transformacja (2-9) przekształca układ równań (2-11) w (2-12) i odwrotnie. Jeśli więc znamy rozwiązanie układu równań (2-11), to rozwiązanie układu (2-12) możemy uzyskać stosując do znanego rozwiązania transformację (2-9); trzeba przy tym jednak aby transformacja (2-9) przekształcała warunki brzegowe dla układu (2-11) na warunki brzegowe dla układu (2-12).

Znaczne uproszczenie problemu rozwiązania równań Maxwella możemy uzyskać przez wprowadzenie funkcji pomocniczych. Przykładem takich funkcji są *potencjały Hertza*: *elektryczny* i *magnetyczny*. Ułatwienie uzyskane przez wprowadzenie potencjałów Hertza polega na tym, że wyrażają się one całkowicie przez prądy [9, 41]. Elektryczny potencjał Hertza Π jest określony w zupełności przez prądy elektryczne

$$\Pi = \frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon}\int_V J\frac{e^{-jkR}}{R}\,dv \tag{2-13}$$

przy czym:

V — obszar anteny, tj. obszar przewodników, w których płyną prądy elektryczne;

R — odległość od punktu obserwacji do punktu całkowania.

Wyrażenie (2-13) spełnia warunki wypromieniowania i jest słuszne dla ośrodków izotropowych. Wektory pola elektromagnetycznego są związane z elektrycznym potencjałem Hertza następującymi zależnościami:

$$E_1 = \nabla(\nabla\cdot\Pi)+k^2\Pi \tag{2-14a}$$

$$H_1 = j\omega\varepsilon\nabla\times\Pi \tag{2-14b}$$

w których:

$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = 2\pi/\lambda$;

λ — długość fali.

W obecności prądów magnetycznych wprowadzamy magnetyczny potencjał Hertza ${}^*\Pi$[1])

$${}^*\Pi = \frac{1}{4\pi j\omega\mu}\int_V {}^*J\frac{e^{-jkR}}{R}\,dv \tag{2-15}$$

który jest związany z wektorami pola elektromagnetycznego następującymi wyrażeniami:

$$E_2 = -j\omega\mu\nabla\times{}^*\Pi \tag{2-16a}$$

$$H_2 = \nabla(\nabla\cdot{}^*\Pi)+k^2\,{}^*\Pi \tag{2-16b}$$

[1]) Magnetyczny potencjał Hertza bywa również nazywamy wektorem Fitzgeralda.

Korzystając z zależności (2-13) do (2-16) możemy uzyskać wyrażenia dla wektorów pola elektromagnetycznego w nieograniczonym jednorodnym ośrodku, w którym płyną prądy elektryczne i magnetyczne.
Wyrażenia te przyjmują postać [45, 28]:

$$E = \frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon}\int_V [(J\cdot\nabla')\nabla'\Psi + k^2 J\Psi - j\omega\varepsilon {}^*J\times\nabla'\Psi]dv \tag{2-17a}$$

$$H = \frac{1}{4\pi j\omega\mu}\int_V [({}^*J\cdot\nabla')\nabla'\Psi + k^2 {}^*J\Psi + j\omega\mu J\times\nabla'\Psi]dv \tag{2-17b}$$

przy czym

$$\Psi = \frac{e^{-jkR}}{R} \tag{2-18}$$

a znak prim oznacza, że operacje różniczkowania odnoszą się do punktu obserwacji, a nie do zmiennego punktu całkowania.

Wyrażenia (2-17) umożliwiają określenie pola wytwarzanego w dowolnym punkcie przez zadany rozkład prądów[1)].

2.1.2. POLE ANTENY W STREFIE DALEKIEJ (PROMIENIOWANIA)

Wyrażenia dla pola wytwarzanego przez antenę znacznie upraszczają się, jeśli odległość punktu obserwacji od obszaru anteny jest bardzo duża w porównaniu z jego rozmiarami. Obierzmy w obszarze anteny dowolnie punkt 0 jako początek kulistego układu współrzędnych r, Θ, Φ, (rys. 2-1). Jeśli punkt obserwacji P leży dostatecznie daleko od obszaru anteny, to możemy założyć, że wektory $\boldsymbol{r}$ i $\boldsymbol{R}$ łączące punkt P z początkiem układu współrzędnych i punktem całkowania M w obszarze anteny są równoległe. Mamy więc

$$R \approx r - r'\cdot 1_r \tag{2-19}$$

przy czym $\boldsymbol{r}'$ — wektor — promień punktu całkowania.

Przyjmuje się, że wzór (2-19) można stosować wówczas, gdy różnica między rzeczywistą długością wektora $\boldsymbol{R}$ a wartością wynikającą ze wzoru (2-19) nie przekracza $\lambda/16$. W celu spełnienia tego warunku, musi być

$$R \geqslant 2\frac{d_a^2}{\lambda} \tag{2-20}$$

przy czym d_a — największy wymiar anteny.

---

1) Niektórzy autorzy zamiast elektrycznego i magnetycznego potencjału Hertza wolą stosować pojęcie potencjału wektorowego A i skalarnego V. Między tymi pojęciami zachodzą następujące związki:

$$V = -\nabla\cdot\Pi$$

$$A = j\frac{k^2}{\omega}\Pi + \nabla\times{}^*\Pi$$

Obszar rozciągający się na zewnątrz kuli o promieniu równym $2d_a^2/\lambda$ nazywamy *strefą daleką (promieniowania) anteny.*

Korzystając ze wzoru (2-19) i biorąc pod uwagę, że w strefie dalekiej operator ∇' wystarczy zastąpić iloczynem $jk\boldsymbol{1}_r$, możemy wyrażenia (2-17) przedstawić w postaci [45]:

$$\boldsymbol{E} = \frac{\omega\mu}{4\pi \mathrm{j}}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\int_V \left[\boldsymbol{J}-(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{1}_r)\boldsymbol{1}_r+\frac{1}{\zeta}({}^*\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{1}_r)\right]\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\boldsymbol{1}_r}\mathrm{d}v \qquad (2\text{-}21\mathrm{a})$$

$$\boldsymbol{H} = \frac{\omega\varepsilon}{4\pi \mathrm{j}}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\int_V [{}^*\boldsymbol{J}-({}^*\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{1}_r)\boldsymbol{1}-\zeta(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{1}_r)]\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\boldsymbol{1}_r}\mathrm{d}v \qquad (2\text{-}21\mathrm{b})$$

przy czym ζ — impedancja falowa ośrodka.

Rys. 2-1. Określenie pola anteny w strefie dalekiej (promieniowania)

Ze wzorów (2-21) wynikają ważne wnioski dotyczące struktury pola w strefie dalekiej:

— pole anteny w strefie dalekiej nie ma składowych radialnych,

— pola $\boldsymbol{E}$ i $\boldsymbol{H}$ są związane zależnością

$$\boldsymbol{E} = \zeta(\boldsymbol{H}\times\boldsymbol{1}_r) \qquad (2\text{-}22)$$

Zależność ta jest charakterystyczna dla fali płaskiej. Możemy więc stwierdzić, że pole anteny w strefie dalekiej ma lokalnie strukturę fali płaskiej.

Korzystając z wyrażeń (2-21) łatwo wypisujemy wyrażenia na składowe wektora $\boldsymbol{E}$ w kulistym układzie współrzędnych:

$$E_\Theta = \frac{\omega\mu}{4\pi \mathrm{j}}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\int_V \left(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{1}_\Theta+\frac{1}{\zeta}\,{}^*\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{1}_\Phi\right)\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\boldsymbol{1}_r}\mathrm{d}v = \frac{\omega\mu}{4\pi \mathrm{j}}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}f_1(\Theta,\Phi) \qquad (2\text{-}23\mathrm{a})$$

$$E_\Phi = \frac{\omega\mu}{4\pi \mathrm{j}}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\int_V \left(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{1}_\Phi-\frac{1}{\zeta}\,{}^*\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{1}_\Theta\right)\mathrm{e}^{jk\boldsymbol{r}'\cdot\boldsymbol{1}_r}\mathrm{d}v = \frac{\omega\mu}{4\pi \mathrm{j}}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}f_2(\Theta,\Phi) \qquad (2\text{-}23\mathrm{b})$$

przy czym $\boldsymbol{1}_\Theta$, $\boldsymbol{1}_\Phi$ — jednostkowe wektory w kulistym układzie współrzędnych.

Całki w wyrażeniach (2-23) są funkcjami tylko zmiennych kątowych Θ i Φ. Zaznaczono to przez wprowadzenie funkcji $f_1(\Theta, \Phi)$ i $f_2(\Theta, \Phi)$. Funkcje te przedstawiają charakterystyki promieniowania anteny w postaci nieunormowanej. Wzory (2-23) mają postać charakterystyczną dla źródła punktowego umieszczonego w początku układu współrzędnych. Dotyczy to jednak tylko amplitudy pola dalekiego, gdyż w ogólnym przypadku funkcje $f_1(\Theta, \Phi)$ i $f_2(\Theta, \Phi)$ są funkcjami zespolonymi, tak że powierzchnie równych faz nie są powierzchniami kulistymi ze środkami w początku układu współrzędnych. Jest to zupełnie zrozumiałe, gdyż położenie początku układu współrzędnych wybraliśmy dowolnie.

Zachowanie się pola dalekiego jako pola pochodzącego od źródła punktowego stanie się jeszcze bardziej oczywiste, gdy rozważymy przepływ mocy w obszarze promieniowania. Uśredniony wektor Poyntinga w strefie dalekiej wyraża się zależnością

$$S_s = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(E \times H^*) = \frac{1}{2\zeta}\mathrm{Re}[E \times (1_r \times E^*)] =$$

$$= \frac{1}{2\zeta}(|E_\Theta|^2 + |E_\Phi|^2)1_r = \frac{\zeta}{8\lambda^2 r^2}[|f_1(\Theta, \Phi)|^2 + |f_2(\Theta, \Phi)|^2]1_r \qquad (2\text{-}24)$$

Energia rozpływa się więc promieniowo od początku układu współrzędnych, przy czym gęstość energii maleje proporcjonalnie do kwadratu odległości i jest zależna od współrzędnych kątowych Θ, Φ. Ze względu na rozpływ energii każdy ograniczony rozkład prądów możemy zatem zastąpić kierunkowym źródłem punktowym umieszczonym w dowolnie przyjętym początku układu współrzędnych.

Przy omawianiu przepływu mocy jest dogodniej zamiast wektora Poyntinga posługiwać się pojęciem *gęstości promieniowania* $U(\Theta, \Phi)$, która nie zależy od odległości. Jest to moc promieniowana w jednostce kąta bryłowego w kierunku Θ, Φ

$$U(\Theta, \Phi) = r^2|S_s| = \frac{\zeta}{8\lambda^2}[|f_1(\Theta, \Phi)|^2 + |f_2(\Theta, \Phi)|^2] \qquad (2\text{-}25)$$

Trójwymiarowy wykres gęstości promieniowania jest oczywiście charakterystyką promieniowania mocy w skali nieunormowanej.

Całkowitą moc promieniowaną przez antenę możemy obliczyć całkując gęstość promieniowania w pełnym kącie bryłowym

$$P_{pr} = \int\limits_{4\pi} U(\Theta, \Phi)\mathrm{d}\Omega = \frac{\zeta}{8\lambda^2}\int\limits_0^{\pi}\int\limits_0^{2\pi}[|f_1(\Theta, \Phi)|^2 + |f_2(\Theta, \Phi)|^2]\sin\Theta\,\mathrm{d}\Theta\,\mathrm{d}\Phi \qquad (2\text{-}26)$$

przy czym $\mathrm{d}\Omega$ — element kąta bryłowego.

Zgodnie z definicją kierunkowość anteny jest to stosunek maksymalnej gęstości promieniowania do średniej gęstości promieniowania; mamy więc

$$D = 4\pi\frac{[|f_1(\Theta, \Phi)|^2 + |f_2(\Theta, \Phi)|^2]_{max}}{\int\limits_0^{\pi}\int\limits_0^{2\pi}[|f_1(\Theta, \Phi)|^2 + |f_2(\Theta, \Phi)|^2]\sin\Theta\,\mathrm{d}\Theta\,\mathrm{d}\Phi} \qquad (2\text{-}27)$$

W przypadku gdy wektor pola elektrycznego ma tylko jedną składową i gdy maksymalna gęstość promieniowania jest równa jedności, wzór (2-27) sprowadza się do wzoru (1-9).

2.1.3. POLARYZACJA

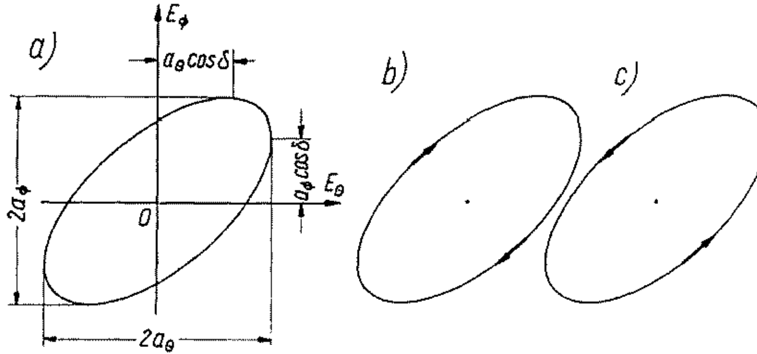
W poprzednim punkcie omówiliśmy oddzielnie dwie składowe pola elektrycznego w strefie dalekiej E_Θ i E_Φ. Zajmiemy się teraz właściwościami wektora wypadkowego.

Funkcje $f_1(\Theta, \Phi)$ i $f_2(\Theta, \Phi)$ w ogólnym przypadku są funkcjami zespolonymi; zapiszemy je w postaci:

$$f_1(\Theta, \Phi) = A_1(\Theta, \Phi)e^{-j\gamma_1(\Theta, \Phi)} \tag{2-28a}$$

$$f_2(\Theta, \Phi) = A_2(\Theta, \Phi)e^{-j\gamma_2(\Theta, \Phi)} \tag{2-28b}$$

przy czym funkcje A i γ są funkcjami rzeczywistymi. Wypadkowy wektor $\boldsymbol{E}$ jest zatem sumą dwóch wektorów zmiennych okresowo w czasie i wzajemnie prostopadłych. Wiruje więc on w przestrzeni i jednocześnie zmienia swą amplitudę, tak że jego koniec opisuje elipsę; mówimy, że pole jest *eliptycznie spolaryzowane* (rys. 2.2).



Rys. 2-2. Polaryzacja eliptyczna: a) parametry elipsy polaryzacji; b) polaryzacja prawoskrętna; c) polaryzacja lewoskrętna (kierunek rozchodzenia się fali — do czytelnika)

Względne amplitudy i fazy składowych wektora $\boldsymbol{E}$ zmieniają się wraz ze zmianą kątów Θ i Φ, polaryzacja pola jest więc funkcją kierunku. Równanie *elipsy polaryzacji* możemy łatwo wyprowadzić biorąc pod uwagę, że sens fizyczny mają tylko części rzeczywiste wyrażeń zespolonych dla składowych pola elektrycznego. Uwzględniając czynnik czasowy $e^{j\omega t}$ możemy przedstawić te wyrażenia w postaci:

$$E_\Theta = \frac{\omega\mu A_1(\Theta, \Phi)}{4\pi r} \sin(\omega t - kr - \gamma_1) = a_\Theta \sin(\omega t - kr - \gamma_1) \tag{2-29a}$$

$$E_\Phi = \frac{\omega\mu A_2(\Theta, \Phi)}{4\pi r} \sin(\omega t - kr - \gamma_2) = a_\Phi \sin(\omega t - kr - \gamma_1 - \delta) \tag{2-29b}$$

przy czym $\delta = \gamma_2 - \gamma_1$.

Rugując we wzorze (2-29) człony zawierające $(\omega t - kr - \gamma_1)$ otrzymujemy równanie elipsy polaryzacji

$$\frac{E_\Theta^2}{a_\Theta^2} + \frac{E_\Phi^2}{a_\Phi^2} - 2\frac{E_\Theta}{a_\Theta}\frac{E_\Phi}{a_\Phi}\cos\delta = \sin^2\delta \tag{2-30}$$

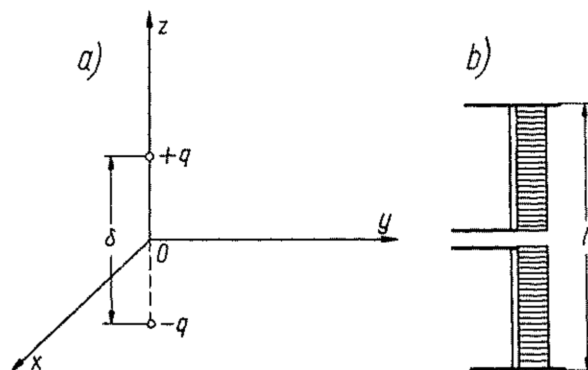
Zależnie od kierunku obrotu wektora wypadkowego mówimy o *polaryzacji lewo- lub prawoskrętnej*, przy czym odnosi się to do obserwatora widzącego falę przychodzącą.

Jeśli różnica faz δ jest nieparzystą wielokrotnością $\pi/2$ i amplitudy obu składowych są jednakowe, to elipsa polaryzacji staje się kołem. Mówimy wówczas o *polaryzacji kołowej* prawo- lub lewoskrętnej określonej w taki sam sposób jak dla polaryzacji eliptycznej. Jeśli różnica faz δ jest parzystą wielokrotnością π, to elipsa polaryzacji redukuje się do odcinka prostej i mamy do czynienia z *polaryzacją liniową*.

W ogólnym przypadku przy zmianach Θ i Φ zmienia się zarówno różnica faz δ jak i stosunek E_Θ/E_Φ; w związku z tym polaryzacja pola może zmieniać się od liniowej przez eliptyczną do kołowej i odwrotnie, gdy zmieniamy kierunek obserwacji.

2.1.4. ELEMENTARNY DIPOL ELEKTRYCZNY

Rozważymy teraz najprostszą antenę, jaką jest tzw. *dipol elementarny*. Dipol elementarny jest utworzony przez dwa punktowe, zmieniające się harmonicznie w czasie, ładunki elektryczne $+q$ i $-q$ znajdujące się w bardzo małej odległości δ od siebie (rys. 2-3). Dipol taki jest równoważny elementowi prądu elektrycznego

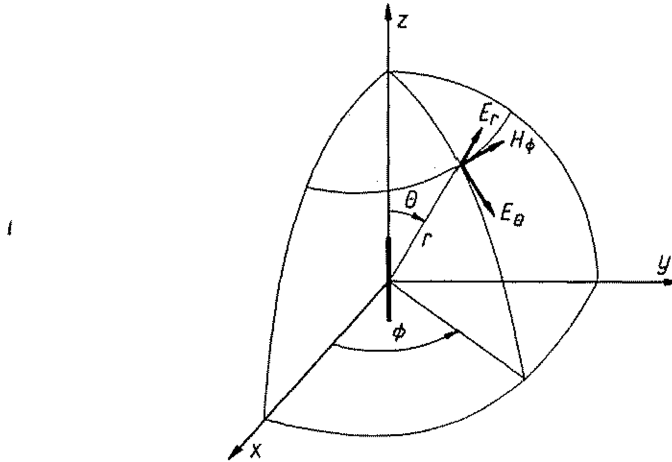


Rys. 2-3. Elementarny dipol elektryczny: a) model matematyczny; b) dipol Hertza ($l \ll \lambda$)

$I = j\omega q$. Model fizyczny elementarnego dipola można sobie wyobrazić w postaci anteny prętowej zasilanej w środku i dużo krótszej od długości fali, której końce obciążono dużymi pojemnościami (dipol Hertza). Prąd płynący w takiej antenie ma we wszystkich punktach jednakową wartość.

Załóżmy, że dipol elementarny umieszczono wzdłuż osi z w początku układu współrzędnych (rys. 2-4). *Moment dipola elektrycznego* wyraża się zależnością

$$p = q\delta = \frac{I\mathrm{d}z}{\mathrm{j}\omega} \mathbf{1}_z \tag{2-31}$$



Rys. 2-4. Pole elementarnego dipola elektrycznego umieszczonego wzdłuż osi z

Korzystając z zależności (2-17) możemy wyprowadzić następujące wyrażenia dla składowych pola dipola elementarnego [49, 50]:

$$E_r = \frac{\omega\mu I\mathrm{d}z}{2\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \left[\frac{1}{kr} - \frac{\mathrm{j}}{(kr)^2}\right] \cos\Theta \tag{2-32a}$$

$$E_\Theta = \frac{\mathrm{j}\omega\mu I\mathrm{d}z}{4\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \left[1 - \frac{\mathrm{j}}{kr} - \frac{1}{(kr)^2}\right] \sin\Theta \tag{2-32b}$$

$$H_\Phi = \frac{\mathrm{j}kI\mathrm{d}z}{4\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \left[1 - \frac{\mathrm{j}}{kr}\right] \sin\Theta \tag{2-32c}$$

$$E_\Phi = H_r = H_\Theta = 0 \tag{2-32d}$$

Ze względu na symetrię pole dipola jest niezależne od współrzędnej Φ. Znaczenie członów figurujących w wyrażeniach na składowe pola dipola elementarnego zależy od wartości kr — lub też wprowadzając długość fali λ — od $2\pi r/\lambda$. Możemy wyróżnić trzy strefy:

1) *strefa bliska* (statyczna), w której $2\pi r \ll \lambda$; ostatnie człony w nawiasach kwadratowych wyrażeń (2-32) przeważają, tak że pozostałe można pominąć; wzory (2-32a i b) redukują się w tej strefie do wzorów dla pola elektrostatycznego dipola elektrycznego, a wzór (2-32c) reprezentuje pole elementu prądu w stanie quasi-stacjonarnym;

2) *strefa pośrednia*, w której $2\pi r$ jest porównywalne z długością fali λ; pole ma strukturę bardzo złożoną;

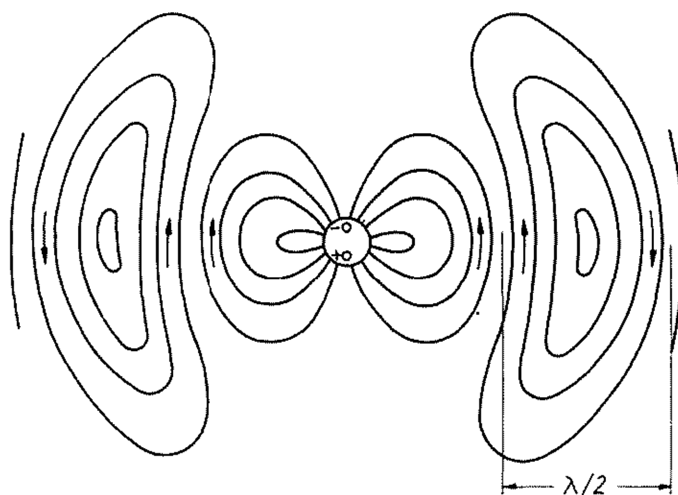
3) *strefa daleka* (promieniowania), w której $2\pi r \gg \lambda$; ważne są jedynie człony zawierające czynnik $1/r$. Otrzymujemy więc następujące zależności:

$$E_\Theta = \frac{j\omega\mu I dz \sin\Theta}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \tag{2-33a}$$

$$H_\Phi = \frac{jkI dz \sin\Theta}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \tag{2-33b}$$

$$E_r = E_\Phi = H_r = H_\Theta = 0 \tag{2-33c}$$

Pole ma bardzo prostą strukturę. Wektory pola elektrycznego i magnetycznego są poprzeczne względem kierunku rozchodzenia się fali i wzajemnie prostopadłe. Wzory (2-33) moglibyśmy uzyskać wprost z zależności (2-23).



Rys. 2-5. Przekrój poprzeczny pola elektrycznego w otoczeniu elementarnego dipola elektrycznego

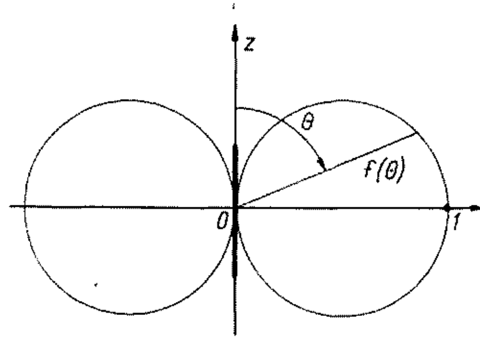
Charakterystyka promieniowania dipola elementarnego wyraża się zależnością

$$F(\Theta) = \sin\Theta \tag{2-34}$$

Na rysunku 2-5 przedstawiono linie pola elektrycznego w otoczeniu dipola elementarnego, a na rys. 2-6 — jego charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie wektora E.

Podstawiając wyrażenie (2-34) do wzoru (1-9) i wykonując całkowanie obliczamy kierunkowość elementarnego dipola elektrycznego

$$\left.\begin{aligned} D &= \frac{3}{2} \\ \text{lub w decybelach} \\ D &= 1.76 \end{aligned}\right\} \tag{2-35}$$



Rys. 2-6. Charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie E elementarnego dipola elektrycznego

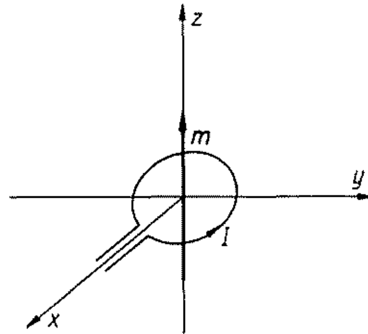
2.1.5. ELEMENTARNY DIPOL MAGNETYCZNY

Rozważymy teraz promieniowanie elementu prądu magnetycznego, zwanego także *elementarnym dipolem magnetycznym*. Między prądami elektrycznym i magnetycznym zachodzą następujące związki [28]:

$$\boldsymbol{J} = \frac{1}{\mathrm{j}\omega\mu} \nabla \times {}^*\boldsymbol{J} \tag{2-36a}$$

$$^*\boldsymbol{J} = -\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon} \nabla \times \boldsymbol{J} \tag{2-36b}$$

Jak wynika z zależności (2-36b) element prądu magnetycznego jest równoważony nieskończenie małemu wirowi prądu elektrycznego. W sensie fizycznym elementarny



Rys. 2-7. Pętla z prądem i ekwiwalentny dipol magnetyczny

dipol magnetyczny możemy więc zrealizować w postaci pętli z prądem, małej w porównaniu z długością fali (rys. 2-7).

Pole elementarnego dipola magnetycznego jest dualne w stosunku do pola elementarnego dipola elektrycznego. Stosując transformację (2-9) do wzorów (2-32) otrzymujemy:

$$E_\Phi = -\frac{\mathrm{j}k^*I\mathrm{d}z}{4\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \left[1 - \frac{\mathrm{j}}{kr}\right] \sin\Theta \tag{2-37a}$$

$$H_r = \frac{\omega\varepsilon^* I \mathrm{d}z}{2\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \left[\frac{1}{kr} - \frac{\mathrm{j}}{(kr^2)}\right] \cos\Theta \tag{2-37b}$$

$$H_\Theta = \frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon^* I \mathrm{d}z}{4\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \left[1 - \frac{\mathrm{j}}{kr} - \frac{1}{(kr)^2}\right] \sin\Theta \tag{2-37c}$$

$$E_r = E_\Theta = H_\Phi = 0 \tag{2-37d}$$

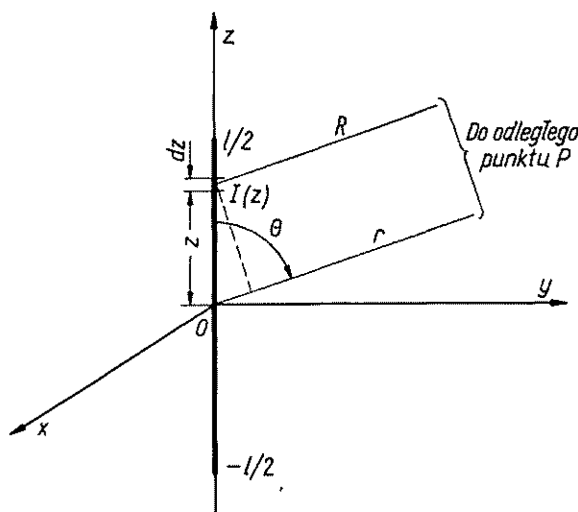
Podobnie jak w przypadku dipola elektrycznego, pole elementarnego dipola magnetycznego jest niezależne od współrzędnej Φ. Charakterystyka promieniowania obu dipoli jest jednakowa, jednakowe więc też są ich kierunkowości. *Moment dipola magnetycznego* wyraża się wzorem

$$\boldsymbol{m} = \mu I S \boldsymbol{1}_n \tag{2-38}$$

w którym S — powierzchnia pętli.

2.1.6. POLE DALEKIE LINIOWEGO ROZKŁADU PRĄDU

Określimy pole w obszarze promieniowania wytwarzane przez prąd zmieniający się harmonicznie w czasie i płynący wzdłuż cienkiego prostoliniowego przewodnika rozciągającego się wzdłuż osi z od $z = -l/2$ do $z = l/2$ (rys. 2-8). Długość przewod-



Rys. 2-8. Pole dalekie liniowego rozkładu prądu

nika l może być dowolna, tak że w ogólności prąd jest zespoloną funkcją położenia wzdłuż przewodnika

$$\boldsymbol{I} = I(z)\boldsymbol{1}_z \tag{2-39}$$

Ponieważ w strefie dalekiej pole ma strukturę fali płaskiej, wystarczy, jeśli określimy tylko pole elektryczne. Skorzystamy z wyprowadzonych poprzednio wyrażeń (2-23) dla pola dalekiego dowolnego rozkładu prądów. Przede wszystkim opuścimy prądy magnetyczne, a następnie biorąc pod uwagę, że $\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{1}_\Phi = 0$ stwierdzamy, że

$E_\Phi = 0$, uwzględniając wreszcie, że $\boldsymbol{r}' \cdot \boldsymbol{1}_r = z\cos\Theta$, $\boldsymbol{1}_z \cdot \boldsymbol{1}_\Theta = -\sin\Theta$ i że całka objętościowa sprowadza się do całki liniowej znajdujemy następujące wyrażenie dla jedynej niezerowej składowej pola elektrycznego:

$$E_\Theta = \frac{\mathrm{j}\omega\mu}{4\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \int\limits_{-l/2}^{l/2} I(z) \sin\Theta \, \mathrm{e}^{\mathrm{j}kz\cos\Theta} \mathrm{d}z = \frac{\mathrm{j}\omega\mu}{4\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} f(\Theta) \tag{2-40}$$

Ze względu na osiową symetrię źródła, pole nie zależy od współrzędnej Φ. Funkcja $f(\Theta)$ jest w ogólności funkcją zespoloną, co oznacza, że powierzchnie ekwifazowe nie są powierzchniami kul o promieniu r. Moduł tej funkcji reprezentuje oczywiście charakterystykę promieniowania źródła w skali nieunormowanej.

Całka w wyrażeniu (2-40) ma ciekawą interpretację. Porównując wyrażenie podcałkowe z wyrażeniem dla pola dalekiego elementarnego dipola elektrycznego (2-33a) łatwo zauważyć, że całkę w zależności (2-40) można traktować jako sumę pól pochodzących od nieskończenie wielkiej liczby elementarnych dipoli ułożonych wzdłuż osi przewodnika. Funkcja eksponencjalna w wyrażeniu podcałkowym uwzględnia przy tym różnice faz w polach poszczególnych dipoli wynikłe wskutek różnicy dróg, jakie przebywa fala elektromagnetyczna.

2.1.7. SUMOWANIE PÓL

Często będziemy mieli do czynienia ze źródłami składającymi się z pewnej liczby oddzielnych przewodników z prądem. Jeśli tylko takie źródło zajmuje ograniczoną część przestrzeni, to możemy stosować doń ogólne wyrażenia wyprowadzone w p. 2.1.1 i 2.1.2. W pewnych przypadkach jest jednak dogodniej skorzystać z zasady superpozycji i traktować pole wypadkowe jako sumę pól od poszczególnych przewodników. Ograniczymy się tylko do zbadania pola w strefie dalekiej.

Niech więc będzie dane źródło złożone z N ograniczonych obszarów, w których płyną prądy. Umieśćmy początek pierwotnego układu współrzędnych prostokątnych x, y, z i związanego z nim układu współrzędnych kulistych r, Θ, Φ dowolnie w pobliżu obszarów z prądami (rys. 2-9). Z każdym np. i-tym obszarem wiążemy wtórny układ współrzędnych ze środkiem w punkcie O_i leżącym dowolnie wewnątrz tego obszaru. Chcemy określić pole w odległym punkcie P, możemy więc uważać, że wszystkie promienie wychodzące z początków pierwotnego i wtórnych układów współrzędnych i zdążające do punktu P są do siebie równoległe. Przy takim założeniu pole w punkcie P pochodzące od i-tego obszaru możemy traktować jako pole pochodzące od źródła punktowego umieszczonego w punkcie O_i. Składowe tego pola wyrażają się następującymi zależnościami:

$$E_{\Theta i} = \frac{\omega\mu}{4\pi\mathrm{j}} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr_i}}{r_i} \int\limits_{V_i} \left(\boldsymbol{J}_i \cdot \boldsymbol{1}_\Theta + \frac{1}{\zeta} {}^*\boldsymbol{J}_i \cdot \boldsymbol{1}_\Phi \right) \mathrm{e}^{\mathrm{j}k\boldsymbol{r}_i' \cdot \boldsymbol{1}_{r0}} \mathrm{d}v = \frac{\omega\mu}{4\pi\mathrm{j}} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr_i}}{r_i} f_{1i}(\Theta, \Phi) \tag{2-41a}$$

$$E_{\Phi i} = \frac{\omega\mu}{4\pi\mathrm{j}} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr_i}}{r_i} \int\limits_{V_i} \left(\boldsymbol{J}_i \cdot \boldsymbol{1}_\Phi - \frac{1}{\zeta} {}^*\boldsymbol{J}_i \cdot \boldsymbol{1}_\Theta \right) \mathrm{e}^{\mathrm{j}k\boldsymbol{r}_i' \cdot \boldsymbol{1}_{r0}} \mathrm{d}v = \frac{\omega\mu}{4\pi\mathrm{j}} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr_i}}{r_i} f_{2i}(\Theta, \Phi) \tag{2-41b}$$

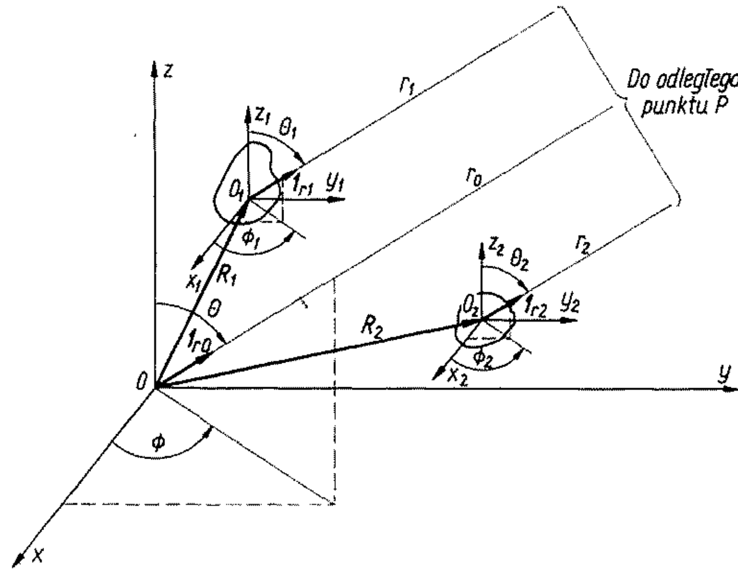
Pole wypadkowe otrzymamy sumując pola pochodzące od wszystkich obszarów, uwzględniając przy tym różnice faz wynikłe z różnicy dróg prowadzących od poszczególnych obszarów do punktu P. Przy założeniu równoległości wszystkich promieni

$$r_i = r_0 - \boldsymbol{R}_i \cdot \boldsymbol{1}_{r_0} \tag{2-42}$$

przy czym:

$\boldsymbol{R}_i$ — wektor — promień określający położenie początku i-tego wtórnego układu współrzędnych;

r_0 — odległość od początku pierwotnego układu współrzędnych do punktu P.



Rys. 2-9. Sumowanie pól

Pole wypadkowe jest więc określone następującymi zależnościami:

$$E_\Theta = \sum_{i=1}^{N} E_{\Theta i} = \frac{\omega\mu}{4\pi j} \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} F_{u1}(\Theta, \Phi) \tag{2-43a}$$

$$E_\Phi = \sum_{i=1}^{N} E_{\Phi i} = \frac{\omega\mu}{4\pi j} \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} F_{u2}(\Theta, \Phi) \tag{2-43b}$$

w których:

$$F_{u1}(\Theta, \Phi) = \sum_{i=1}^{N} f_{1i}(\Theta, \Phi) e^{jk\boldsymbol{R}_i \cdot \boldsymbol{1}_{r_0}} \tag{2-44a}$$

$$F_{u2}(\Theta, \Phi) = \sum_{i=1}^{N} f_{2i}(\Theta, \Phi) e^{jk\boldsymbol{R}_i \cdot \boldsymbol{1}_{r_0}} \tag{2-44b}$$

W ogólnym przypadku funkcje kierunkowe F_{u1} i F_{u2} są funkcjami zespolonymi. Ich moduły przedstawiają nieunormowane charakterystyki promieniowania układu.

Jeśli wszystkie obszary wchodzące w skład źródła są jednakowe i jednakowo zorientowane, to funkcje $f_{1i}(\Theta, \Phi)$ i $f_{2i}(\Theta, \Phi)$ możemy przedstawić w postaci:

$$f_{1i}(\Theta, \Phi) = A_i f_1(\Theta, \Phi); \quad f_{2i}(\Theta, \Phi) = A_i f_2(\Theta, \Phi)$$

w której A_i są zespolonymi współczynnikami pobudzenia, natomiast funkcje $f_1(\Theta, \Phi)$ i $f_2(\Theta, \Phi)$ są zespolonymi charakterystykami promieniowania dowolnego obszaru, odpowiednio dla składowej E_Θ i E_Φ. W miejsce zależności (2-44) otrzymujemy teraz:

$$F_{u1}(\Theta, \Phi) = f_1(\Theta, \Phi) \sum_{i=1}^{N} A_i e^{jkR_i \cdot 1_{r_0}} \tag{2-45a}$$

$$F_{u2}(\Theta, \Phi) = f_2(\Theta, \Phi) \sum_{i=1}^{N} A_i e^{jkR_i \cdot 1_{r_0}} \tag{2-45b}$$

Wzory (2-45) wyrażają *zasadę przemnażania charakterystyk*, wykorzystywaną przy określaniu charakterystyk promieniowania układów antenowych złożonych z pewnej liczby jednakowych i jednakowo zorientowanych elementów promieniujących. Funkcje f_1 i f_2 są w tym przypadku charakterystykami promieniowania pojedynczego elementu, a suma występująca we wzorach (2-45) jest *mnożnikiem układu*[1].

2.1.8. ZASADA WZAJEMNOŚCI

Zasada wzajemności Rayleigha-Helmholtza uogólniona przez Carsona na przypadek anten określa związek między parametrami anteny pracującej w warunkach nadawania i odbioru. W ogólnym przypadku zasadę wzajemności[2] możemy sformułować w następujący sposób. Niech będą dane dwa rozkłady prądów $\boldsymbol{J}_1$ i $\boldsymbol{J}_2$ zajmujące odpowiednie obszary V_1 i V_2. Jeśli prądy $\boldsymbol{J}_1$ wytwarzają pole $\boldsymbol{E}_1$, a $\boldsymbol{J}_2$ — pole $\boldsymbol{E}_2$, to między tymi wielkościami zachodzi następujący związek [27]:

$$\int_{V_1} \boldsymbol{E}_2 \cdot \boldsymbol{J}_1 \, dv = \int_{V_2} \boldsymbol{E}_1 \cdot \boldsymbol{J}_2 \, dv \tag{2-46}$$

Przechodząc do źródeł punktowych o momentach $\boldsymbol{1}_{s1} I_1 ds_1$ i $\boldsymbol{1}_{s2} I_2 ds_2$ otrzymujemy

$$U_2 I_1 = U_1 I_2 \tag{2-47}$$

przy czym

$$U_1 = \boldsymbol{1}_{s2} \cdot \boldsymbol{E}_1 ds_2$$

$$U_2 = \boldsymbol{1}_{s1} \cdot \boldsymbol{E}_2 ds_1$$

---

[1] Mnożnik układu bywa też nazywany charakterystyką grupową.

[2] Zasada wzajemności dotyczy tylko układów liniowych bilateralnych. Nie dotyczy ona układów unilateralnych np. z izolatorami ferrytowymi oraz anten z elementami czynnymi.

W szczególności przy równych natężeniach prądu $I_1 = I_2$ mamy $U_1 = U_2$. Identyfikując źródła punktowe z zaciskami anten zasadę wzajemności możemy wypowiedzieć w następujący sposób. Jeśli prąd I płynąc przez zaciski anteny *1* wytwarza na zaciskach anteny *2* napięcie U, to ten sam prąd I płynąc przez zaciski anteny *2* wytworzy na zaciskach anteny *1* to samo napięcie U. Jest to powszechnie spotykane sformułowanie zasady wzajemności dla anten. Zasada wzajemności jest słuszna bez względu na odległość między antenami, a więc także w polu bliskim. Ważnym wnioskiem wynikającym z zasady wzajemności jest możliwość zmierzenia parametrów anteny nadawczej przy wykorzystaniu jej jako anteny odbiorczej.

2.2. POWIERZCHNIE FALOWE I PROMIENIE

W poprzednim punkcie badaliśmy związki między polem elektromagnetycznym a jego źródłami. Zajmiemy się teraz zagadnieniem propagacji fal elektromagnetycznych bez bezpośredniego odwoływania się do źródeł promieniowania.

2.2.1. ZASADA HUYGENSA-FRESNELA

Rozważmy następujący problem: znamy rozkład pola elektrycznego i magnetycznego na pewnej powierzchni S i chcemy na tej podstawie określić pole w dowolnie zadanym punkcie P na zewnątrz tej powierzchni. Całkując równanie Helmholtza dochodzimy do następujących zależności [28, 41, 45]:

$$\boldsymbol{E}(P) = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \left(\Psi\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial n} - \boldsymbol{E}\frac{\partial \Psi}{\partial n}\right) \mathrm{d}S \tag{2-48a}$$

$$\boldsymbol{H}(P) = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \left(\Psi\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial n} - \boldsymbol{H}\frac{\partial \Psi}{\partial n}\right) \mathrm{d}S \tag{2-48b}$$

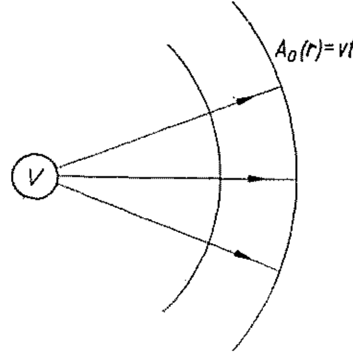
przy czym $\partial/\partial n$ — normalna pochodna.

Równania (2-48), nazywane wektorowymi wzorami Kirchhoffa, możemy uważać za analityczne sformułowanie zasady Huygensa-Fresnela, która głosi, że każdy punkt czoła fali można traktować jako wtórne źródło elementarnej fali kulistej. Z zasady Huygensa-Fresnela wynika, że nie ma bezpośredniej zależności między polem w punkcie P a polem w odpowiadającym mu punkcie czoła fali; pole w punkcie P jest sumą wszystkich fal elementarnych z całej powierzchni S.

2.2.2. PRAWA OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

Omawiana poprzednio zasada Huygensa-Fresnela daje rygorystyczne rozwiązanie równania falowego. Często jednak jesteśmy skłonni zrezygnować z rygorystycznego rozwiązania i zadowolić się rozwiązaniem przybliżonym, jakie daje optyka geometryczna.

Na wstępie, zanim sformułujemy prawa optyki geometrycznej, wprowadzimy do rozważań pewne powierzchnie związane z propagacją fal elektromagnetycznych. Załóżmy, że źródła pola mieszczące się w pewnym ograniczonym obszarze V zaczynają działać w chwili $t = t_0$. Powstające zaburzenie, tj. pole elektromagnetyczne, rozchodzi się w przestrzeni z prędkością zależną od właściwości ośrodka. Powierzchnię $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ oddzielającą w chwili t obszar zaburzony od niezaburzonego nazywamy *powierzchnią falową*. Równanie różniczkowe tej powierzchni możemy wyprowadzić



Rys. 2-10. Powierzchnie falowe wytworzone przez źródła w obszarze V

z równań Maxwella wykorzystując fakt, że na powierzchni falowej pochodne $\partial \boldsymbol{E}/\partial\varphi$ i $\partial \boldsymbol{H}/\partial\varphi$ są nieciągłe. Dla jednorodnego izotropowego ośrodka o parametrach ε, μ ($\sigma = 0$) otrzymujemy [29, 49]

$$(\nabla\varphi)^2 = \mu\varepsilon\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 \tag{2-49}$$

Równanie (2-49) jest, ściśle biorąc, równaniem różniczkowym powierzchni falowych w czterowymiarowej czasoprzestrzeni. Chcąc uzyskać równanie powierzchni falowych $A_0(\boldsymbol{r})$ w przestrzeni trójwymiarowej, założymy, że punkty powierzchni $A_0(\boldsymbol{r})$ poruszają się z prędkością v wzdłuż linii normalnych do tej powierzchni (promieni) (rys. 2-10). Mamy wtedy

$$\varphi(\boldsymbol{r}, t) = vt - A_0(\boldsymbol{r}) = 0 \tag{2-50}$$

Dla $v = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$ otrzymujemy z równania (2-49)

$$(\nabla A_0)^2 = 1 \tag{2-51}$$

Wielkość A_0 określa drogę przebytą wzdłuż promienia przez zaburzenie biegnące z prędkością v.

W optyce geometrycznej przyjęto posługiwać się pojęciem *drogi optycznej*, tj. drogi, jaką przebyłoby zaburzenie biegnące wzdłuż promienia z prędkością c. Zamiast wzoru (2-50) mamy wówczas

$$\varphi(\boldsymbol{r}, t) = \mathrm{c}t - A(\boldsymbol{r}) = 0 \tag{2-52}$$

i z równania (2-49) otrzymujemy

$$(\nabla A)^2 = n^2 \tag{2-53 }$$

przy czym $n = c/v$ — współczynnik załamania.
Jest oczywiste, że $A = nA_0$.

Funkcję A nazywamy *eikonalem*; odgrywa ona podstawową rolę w optyce geometrycznej.

Wprowadzone pojęcie powierzchni falowej można niekiedy uogólnić na przypadek pola ustalonego o zależności czasowej $e^{j\omega t}$. W szczególności np. dla fali płaskiej

$$E = E_0 e^{jk_0[ct - n(\alpha x + \beta y + \gamma z)]} \tag{2-54}$$

przy czym E_0 — wektor rzeczywisty;
α, β, γ — cosinusy kierunkowe prostej, wzdłuż której rozchodzi się fala.

Zauważmy, że wyrażenie w nawiasie kwadratowym spełnia równanie różniczkowe (2-49). Możemy więc uważać, że funkcja

$$\varphi(r, t) = ct - n(\alpha x + \beta y + \gamma z) \tag{2-55}$$

przedstawia powierzchnię falową fali płaskiej, zaś funkcja

$$A = n(\alpha x + \beta y + \gamma z) \tag{2-56}$$

powierzchnię równego eikonału. Oczywiście w stanie ustalonym powierzchnie te nie oddzielają już obszaru zaburzonego od niezaburzonego. Pojęcie powierzchni falowej doznało więc tu istotnego uogólnienia.

Podobnie sprawa przedstawia się dla innych pól o zależności czasowej $e^{j\omega t}$. Jeśli struktura tych pól jest zbliżona do struktury fali płaskiej, to możemy przedstawić je w postaci:

$$E = E_0 e^{jk_0[ct - A(r)]} \tag{2-57a}$$

$$H = H_0 e^{jk_0[ct - A(r)]} \tag{2-57b}$$

przy czym eikonał $A(r)$ spełnia równanie (2-53), zaś wyrażenie w nawiasie kwadratowym reprezentuje powierzchnię falową w sensie uogólnionym. Przedstawienie pola w tej postaci leży u podstaw optyki geometrycznej, której prawa wyrażają właśnie właściwości powierzchni równego eikonału i linii ortogonalnych do tych powierzchni, tj. promieni. Eikonał $A(r)$ jest funkcją rzeczywistą i niezależną od częstotliwości.

Powierzchnie równego eikonału będziemy często nazywać powierzchniami falowymi (w sensie uogólnionym). Nie należy natomiast utożsamiać eikonału z fazą pola, jakkolwiek w przypadkach szczególnych np. dla fali płaskiej pojęcia te mogą być równoważne [49].

Przejdziemy teraz do sformułowania praw optyki geometrycznej. Rozważmy dwie powierzchnie A = const:

$$A(x, y, z) = A_1; \; A(x, y, z) = A_1 + \Delta A = A_2$$

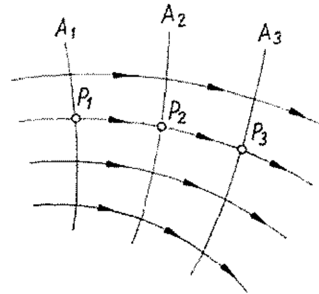
Z równania (2-53) wynika, że przy przejściu od pierwszej powierzchni do drugiej funkcja A doznaje przyrostu

$$\Delta A = \int_C n \mathrm{d}l \tag{2-58}$$

przy czym C — kontur całkowania, zlewający się z promieniem łączącym punkty P_1 i P_2 rozważanych powierzchni falowych (rys. 2-11). Wielkość ΔA określoną całką (2-58) nazywa się *długością drogi optycznej* między punktami P_1 i P_2. Wyrażenie (2-52) wskazuje, że długość ta

$$\Delta A = c\Delta t \tag{2-59}$$

przy czym Δt jest czasem potrzebnym do przesunięcia punktu P_1 wzdłuż promienia do punktu P_2 z prędkością v. Wobec tego długość drogi optycznej między punktami



Rys. 2-11. Powierzchnie A = const i promienie

P_1 i P_2 jest liczbowo równa odległości, jaką punkt P_1 przebędzie w czasie Δt poruszając się z prędkością światła w próżni.

Z powyższych rozważań wynika, że długość drogi optycznej między dowolnymi punktami P_1 i P_2 powierzchni A_1 i A_2 pozostaje jednakowa, mimo, że geometryczna długość promieni między tymi punktami będzie w ogólnym przypadku różna.

U podstaw praw optyki geometrycznej leży *zasada Fermata* mówiąca, że przy ruchu w przestrzeni fali typu (2-57) długość drogi optycznej między odpowiadającymi sobie punktami powierzchni falowych jest wielkością ekstremalną. Zasada Fermata daje możliwość wyznaczenia rzeczywistej drogi promienia od źródła do punktu obserwacji. W szczególności wynika z niej, że przy rozchodzeniu się fali w ośrodku jednorodnym promienie są prostoliniowe.

Z zasady Fermata wynikają podstawowe *prawa odbicia* i *załamania* fal typu (2-57) na granicy rozdziału dwóch ośrodków.

Dla przypadku odbicia fal mamy:

1) promień fali padającej, promień fali odbitej i normalna do powierzchni rozdziału ośrodków w punkcie padania leżą w jednej płaszczyźnie;

2) kąt między normalną do powierzchni rozdziału ośrodków a promieniem fali padającej (kąt padania) równa się kątowi między normalną a promieniem fali odbitej (kąt odbicia).

Dla przypadku załamania fal mamy:

1) promień fali padającej, promień fali załamanej oraz normalna do powierzchni rozdziału ośrodków leżą w jednej płaszczyźnie;

2) kąt między normalną do powierzchni rozdziału ośrodków a promieniem fali padającej (kąt padania) i kąt między normalną a promieniem fali załamanej (kąt załamania) są związane następującą zależnością:

$$n_1 \sin\Theta_1 = n_2 \sin\Theta_2 \tag{2-60}$$

w której:

Θ_1 — kąt padania;

Θ_2 — kąt załamania;

n_1, n_2 — współczynniki załamania ośrodków *1* i *2*.

Z powyższego wynika, że prawa odbicia i załamania wypływające z zasady Fermata niczym nie różnią się od analogicznych praw ważnych dla płaskich fal elektromagnetycznych i płaskiej granicy rozdziału. Ta zgodność pochodzi stąd, że dowolny element powierzchni falowej pola typu (2-57) ma przy propagacji właściwości czoła fali płaskiej.

2.2.3. PRZEJŚCIE OD TEORII FALOWEJ POLA DO PRAW OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

Rozważmy dwie powierzchnie falowe A i A_1. Z zasady Huygensa-Fresnela wynika, że pole w dowolnym punkcie P_1 na powierzchni A_1 jest superpozycją pól źródeł elementarnych rozłożonych w sposób ciągły na powierzchni A. W przeciwieństwie do powyższej zasady, optyka geometryczna zakłada, że istnieje ścisła zależność pola w punkcie P_1 od pola w odpowiadającym mu punkcie P na powierzchni A. Odpowiadające sobie punkty P i P_1 leżą przy tym na linii normalnej do obu powierzchni falowych, tj. na promieniu przechodzącym przez te punkty. Mówiąc obrazowo pole jak gdyby rozchodzi się wzdłuż promieni, przy czym stan pola na pewnym promieniu nie zależy od stanu pola na sąsiednich promieniach.

Spróbujmy teraz ustalić warunki, przy których pole elektromagnetyczne dowolnego układu źródeł zbliża się do pola rządzonego prawami optyki geometrycznej. W tym celu dla pól zmieniających się harmonicznie w czasie szukamy rozwiązania równań Maxwella w postaci:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0 A} \tag{2-61a}$$

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0 A} \tag{2-61b}$$

Podstawiając zależności (2-61) do równań Maxwella i eliminując z uzyskanych wyrażeń $\boldsymbol{H}_0$ otrzymamy po przekształceniach [45, 49] następującą zależność na $\boldsymbol{E}_0$

$$\boldsymbol{E}_0 = -\frac{1}{n^2}[(\boldsymbol{E}_0 \cdot \nabla A)\nabla A - (\nabla A)^2 \boldsymbol{E}_0] + \frac{1}{\mathrm{j}n^2 k_0}[\nabla \times (\nabla A \times \boldsymbol{E}_0) +$$

$$+ (\nabla A \times \nabla \times \boldsymbol{E}_0)] + \frac{1}{n^2 k_0^2} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E}_0 \tag{2-62}$$

Analogiczną zależność możemy również otrzymać dla wektora $\boldsymbol{H}_0$. Rozważmy teraz równanie (2-62) przyjmując, że $\lambda \to 0$, czyli $k_0 \to \infty$. Jeżeli wielkość ∇A i pochodne od $\boldsymbol{E}_0$ i $\boldsymbol{H}_0$ są skończone, to drugi i trzeci człon po prawej stronie równania (2-62) dążą do zera i

$$\boldsymbol{E}_0 = -\frac{1}{n^2}[(\boldsymbol{E}_0 \cdot \nabla A)\nabla A - (\nabla A)^2 \boldsymbol{E}_0] \tag{2-63}$$

Równanie (2-63) i analogiczne równanie dla wektora $\boldsymbol{H}_0$ będą spełnione, jeżeli:

$$\boldsymbol{E}_0 \cdot \nabla A = 0 \tag{2-64a}$$

$$\boldsymbol{H}_0 \cdot \nabla A = 0 \tag{2-64b}$$

$$(\nabla A)^2 = n^2 \tag{2-64c}$$

Warunek (2-64c) jest powtórzeniem równania różniczkowego (2-53), które musi spełniać funkcja A wprowadzona w optyce geometrycznej. Z warunków (2-64a) i (2-64b) wynika, że wektory $\boldsymbol{E}_0$ i $\boldsymbol{H}_0$ są prostopadłe do promieni. Można ponadto wykazać, że dla $k_0 \to \infty$ wektory $\boldsymbol{E}_0$ i $\boldsymbol{H}_0$ są wzajemnie prostopadłe i związane zależnością

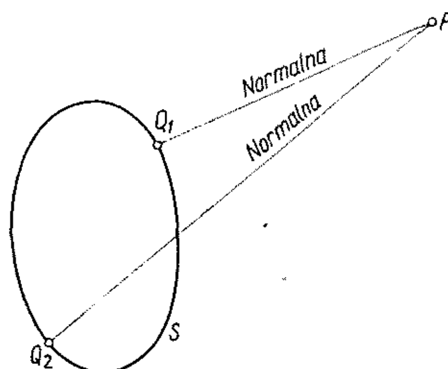
$$\boldsymbol{E}_0 = \zeta \boldsymbol{H}_0 \tag{2-65}$$

W ten sposób falowe pole elektromagnetyczne w przypadku granicznym $\lambda \to 0$ przechodzi w pole spełniające warunki optyki geometrycznej. W tych warunkach każdy element powierzchni falowej pola zachowuje się jak element czoła fali płaskiej. Jeżeli częstotliwość drgań pola elektromagnetycznego jest skończona, lecz jednak dostatecznie duża, to zależności optyki geometrycznej będą spełnione tylko w przybliżeniu dla tych punktów przestrzeni, dla których drugi i trzeci człon równania (2-62) są znacznie mniejsze niż pierwszy. Jest jasne, że ten ostatni warunek nie będzie spełniony tam, gdzie wektory $\boldsymbol{E}_0$ i $\boldsymbol{H}_0$ oraz funkcja A ulegają gwałtownym zmianom. Gwałtowna zmiana amplitud pola zachodzi zazwyczaj na granicy tzw. *cienia geometrycznego* oraz w *punktach i wzdłuż linii kaustycznych*. W tych obszarach pole elektromagnetyczne przy skończonej częstotliwości drgań będzie się znacznie różnić od pola spełniającego prawa optyki geometrycznej.

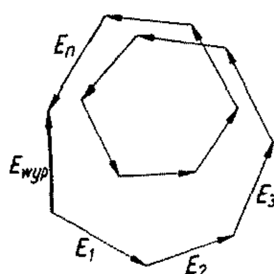
Przejście od falowego pola elektromagnetycznego dla $\lambda \to 0$ do pola optyki geometrycznej można łatwo zinterpretować w drodze następującego rozważania fizycznego. Załóżmy, że S jest dowolną powierzchnią falową pola elektromagnetycznego znanego układu źródeł (rys. 2-12). Pole w punkcie P na zewnątrz tej powierzchni jest superpozycją pól elementarnych źródeł Huygensa rozłożonych w sposób ciągły na powierzchni S. Przesunięcie fazowe δ między wektorami pól w punkcie P od dwóch sąsiednich źródeł elementarnych jest równe $2\pi\Delta r/\lambda$, przy czym Δr jest różnicą dróg od źródeł do punktu obserwacji P. Jeżeli $\lambda \to 0$, to nawet dla małych Δr przesunięcie fazy może przyjmować różne wartości zaczynając od bardzo małych do bardzo dużych. W przypadku dużych δ charakter wektorowej sumy pól źródeł elementarnych w punkcie P będzie miał postać jak na rys. 2-13, tj. wektor wypad-

kowy E_{wyp} będzie bliski zeru. Natomiast jeśli wielkość δ jest nieduża, obraz się zmienia i wektorowe sumowanie pól w punkcie P daje wektor wypadkowy E_{wyp} znacznie różny od zera (rys. 2-14).

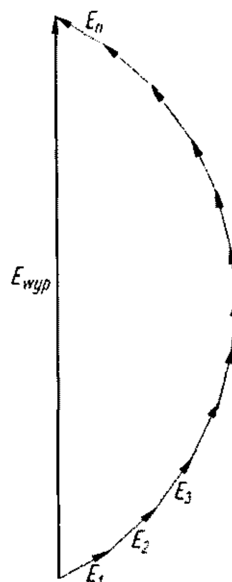
Łatwo się przekonać, że w pobliżu punktów Q_1 i Q_2, w których normalne z punktu P przecinają powierzchnię S, różnica dróg jest bliska zera, ponieważ w tych punktach pochodne od Δr względem kierunków stycznych do powierzchni S są równe



Rys. 2-12. Punkty stacjonarnej fazy na powierzchni falowej S



Rys. 2-13. Sumowanie pól źródeł elementarnych położonych daleko od punktu stacjonarnej fazy



Rys. 2-14. Sumowanie pól źródeł elementarnych położonych w otoczeniu punktu stacjonarnej fazy

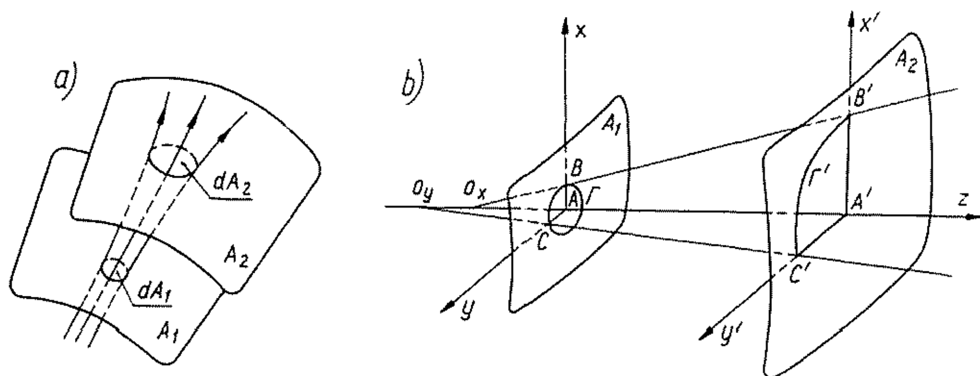
zeru. Punkty takie noszą nazwę *punktów stacjonarnej fazy*. Sumowanie pól wytwarzanych przez źródła elementarne w pobliżu punktów stacjonarnej fazy prowadzi do wartości wypadkowej różnej od zera. Natomiast we wszystkich pozostałych punktach powierzchni S wielkość δ dla $\lambda \to 0$ przyjmuje dostatecznie duże wartości, aby wypadkowy wektor pól tych źródeł elementarnych w punkcie obserwacji był bliski zera. Może się więc wydawać, że wielkość pola w punkcie P będzie wyznaczona przez pola elementarnych źródeł Huygensa znajdujących się w dwóch punktach stacjonar-

nej fazy. Jednak uwzględniając fakt, że charakterystyka promieniowania jest kardioidą, której maksimum jest skierowane wzdłuż kierunku określającego ruch czoła fali, dochodzimy do wniosku, że wartość pola w punkcie P, wytworzonego przez źródło Q_2 jest równa zeru.

W rezultacie wartość pola w punkcie obserwacji P dla $\lambda \to 0$ jest określona jedynie wartością pola w jednym punkcie stacjonarnej fazy na powierzchni falowej S.

2.2.4. WŁAŚCIWOŚCI POLA W PRZYBLIŻENIU OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

W poprzednim punkcie wykazaliśmy, w jakich warunkach pole dowolnego układu źródeł zbliża się do pola rządzonego prawami optyki geometrycznej. Chcemy teraz znaleźć wzory na amplitudy pola $\boldsymbol{E}_0$ i $\boldsymbol{H}_0$ w przybliżeniu optyki geometrycznej.



Rys. 2-15. Zależności energetyczne w optyce geometrycznej: a) wiązka promieni w ośrodku niejednorodnym; b) związki między powierzchniami falowymi w ośrodku jednorodnym

W tym celu rozważmy dwie powierzchnie falowe A_1 i A_2 (rys. 2-15) i wiązkę promieni, która wycina elementy dA_1 i dA_2 na odpowiednich powierzchniach. Ponieważ przepływ energii odbywa się tylko wzdłuż promieni, więc

$$S_1 dA_1 = S_2 dA_2 \tag{2-66}$$

przy czym S jest gęstością strumienia mocy. Dla przypadku fali płaskiej gęstość strumienia mocy jest dana przez

$$S = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\,E^2 \tag{2-67}$$

Jeśli ponadto przenikalność magnetyczna ośrodka jest stała, to między amplitudami pola elektrycznego na powierzchniach A_1 i A_2 zachodzi następujący związek:

$$\sqrt{\varepsilon_1}\,E_0^2(0)\,dA_1 = \sqrt{\varepsilon_2}\,E_0^2(s)\,dA_2 \tag{2-68}$$

przy czym:

$E_0(0)$ — amplituda pola na powierzchni A_1;

$E_0(s)$ — amplituda pola na powierzchni A_2.

Wprowadzając zamiast przenikalności ε *współczynnik załamania* $n = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$ otrzymujemy

$$n_1 E_0^2(0) \mathrm{d}A_1 = n_2 E_0^2(s) \mathrm{d}A_2 \tag{2-69}$$

W przeciwieństwie do zasady Huygensa-Fresnela wzór (2-69) ustala zależność pola w danym punkcie pewnej powierzchni falowej od pola w odpowiadającym mu punkcie innej powierzchni falowej.

Zastosujemy teraz wzór (2-69) do przypadku ośrodka jednorodnego, w którym promienie są liniami prostymi (rys. 2-15b). Długość wszystkich promieni między dwiema powierzchniami falowymi będzie w tym przypadku jednakowa; oznaczmy ją przez s. Wybierzmy układ współrzędnych tak, aby oś z pokrywała się z promieniem przechodzącym przez punkt A, na powierzchni A_1, a płaszczyzny xz i yz były jej płaszczyznami głównymi. Promień przechodzący przez sąsiedni punkt B leżący jednocześnie na powierzchni A_1 i na płaszczyźnie xz będzie przecinał promień przechodzący przez punkt A (oś z) w punkcie O_x w odległości R_1, która jest jednym z głównych promieni krzywizny powierzchni A_1 w punkcie A. Podobnie promień przechodzący przez sąsiedni punkt C, leżący jednocześnie na powierzchni A_1 i na płaszczyźnie yz, będzie przecinał oś z w punkcie O_y w odległości R_2, która jest drugim głównym promieniem krzywizny powierzchni A_1 w punkcie A. Promienie krzywizny R_1 i R_2 są dodatnie, jeśli środki krzywizny leżą na ujemnej półosi z.

Rozważmy teraz punkt A', w którym promień przechodzący przez punkt A przecina powierzchnię A_2. Płaszczyzny główne powierzchni A_2 pokrywają się z płaszczyznami głównymi powierzchni A_1; przez punkt A' możemy więc przeprowadzić osie x' i y' odpowiadające osiom x i y. Jest oczywiste, że główne promienie krzywizny powierzchni A_2 w punkcie A' są równe R_1+s oraz R_2+s.

Niech element powierzchni $\mathrm{d}A_1$ zawierający punkt A będzie ograniczony krzywą Γ. Promienie przechodzące przez kontur Γ wyznaczają na powierzchni A_2 kontur Γ', który obejmuje punkt A'. Elementy powierzchni $\mathrm{d}A_1$ i $\mathrm{d}A_2$ wyrażają się wzorami:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{d}A_1 &= \oint_{\Gamma'} x\mathrm{d}y - y\mathrm{d}x \\ \mathrm{d}A_2 &= \oint_{\Gamma'} x'\mathrm{d}y' - y'\mathrm{d}x' \end{aligned}\right\} \tag{2-70}$$

Między współrzędnymi x' i x a współrzędnymi y' i y zachodzi przy tym związek:

$$x' = \left|\frac{R_1+s}{R_1}\right| x \tag{2-71a}$$

$$y' = \left|\frac{R_2+s}{R_2}\right| y \tag{2-71b}$$

Podstawiając zależności (2-71) do wzorów (2-70) znajdujemy związek między elementem powierzchni $\mathrm{d}A_1$ a elementem powierzchni $\mathrm{d}A_2$

$$\mathrm{d}A_2 = \left|\frac{(R_1+s)(R_2+s)}{R_1 R_2}\right| \mathrm{d}A_1 \tag{2-72}$$

Wprowadzając teraz zależność (2-72) do wzoru (2-69) i biorąc pod uwagę, że $n_1 = n_2$ otrzymujemy

$$E_0(s) = E_0(0)\sqrt{\left|\frac{R_1R_2}{(R_1+s)(R_2+s)}\right|} \tag{2-73}$$

Wzór (2-73) określa *prawo propagacji amplitudy pola wzdłuż promienia.*

Dla $s \to \infty$ pierwiastek kwadratowy można zastąpić wyrażeniem asymptotycznym; wówczas otrzymujemy

$$E_0(s) = E_0(0)\frac{\sqrt{R_1R_2}}{s} \tag{2-74}$$

Widzimy, że w tym przypadku amplituda E_0 maleje odwrotnie proporcjonalnie do odległości s. Jest to właściwość charakterystyczna dla *fali kulistej.*

Załóżmy teraz, że powierzchnia początkowa jest powierzchnią cylindryczną. W tym przypadku jeden z promieni krzywizny, np. R_2, jest nieskończenie wielki. Dla $s \to \infty$ otrzymujemy wówczas

$$E_0(s) = E_0\frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{s}} \tag{2-75}$$

Zmiany amplitudy wzdłuż promienia są odwrotnie proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z odległości, a więc są takie jak dla *fali cylindrycznej.*

Jeśli oba promienie krzywizny są nieskończenie duże, tzn. powierzchnia początkowa jest płaszczyzną, mamy

$$E_0(s) = E_0(0) \tag{2-76}$$

Amplituda pola nie ulega zmianie z odległością, co jest charakterystyczne dla *fali płaskiej.*

2.3. DYFRAKCJA FAL ELEKTROMAGNETYCZNYCH

Przy rozchodzeniu się fal elektromagnetycznych w przestrzeni zawierającej postronne ciała, wypadkowe pola elektromagnetyczne będzie oczywiście różnić się od pola, które istniałoby w przypadku propagacji fali w jednorodnym izotropowym ośrodku. Fala elektromagnetyczna padając na jakieś ciało wymusza drgania ładunków swobodnych i związanych, które wytwarzają w otaczającej przestrzeni i wewnątrz ciała wtórne pole elektromagnetyczne, zmieniające się w czasie (w stanie ustalonym) z częstotliwością fali padającej. Wtórne pole elektromagnetyczne razem z polem fali padającej tworzy wypadkowe pole elektromagnetyczne. Powyższe zjawisko nazywa się *dyfrakcją fal elektromagnetycznych.*

W zagadnieniach antenowych najbardziej istotne znaczenie mają te przypadki, w których postronne ciało jest doskonałym przewodnikiem. Ograniczymy nasze rozważania tylko do takich przypadków. Możemy więc sformułować problem nastę-

pująco: dany jest układ źródeł pierwotnych, który wytwarza pole E_0, H_0; wprowadzamy do tego pola jakieś ciało wykonane z doskonałego przewodnika i chcemy znaleźć nowe pole E, H.

Wprowadzenie przewodnika do pola E_0, H_0 powoduje wystąpienie pewnego rozkładu prądów i ładunków na jego powierzchni, które są źródłami wtórnego pola elektromagnetycznego. W ogólnym przypadku to wtórne pole może wywierać wpływ na źródła pierwotne powodując zmianę pola E_0, H_0. Wzajemne oddziaływanie między wprowadzonym ciałem a źródłami pierwotnymi może być uwzględnione metodą kolejnych przybliżeń. Przede wszystkim wyznaczamy pole wtórne E'_w, H'_w odpowiadające polu E_0, H_0 bez uwzględnienia oddziaływania wprowadzonego ciała na źródła. Pole wtórne padając na źródła pierwotne indukuje w nich prądy, które są źródłami nowego pola dyfrakcyjnego E'_0, H'_0. Pod wpływem pola E'_0, H'_0 na powierzchni wprowadzonego przewodnika indukują się prądy będące źródłami kolejnego pola dyfrakcyjnego E''_w, H''_w. Proces ten możemy powtarzać dowolnie długo. Wypadkowy rozkład prądów na powierzchni wprowadzonego przewodnika jest teraz sumą rozkładów związanych z polami E'_w, E''_w, ..., a wypadkowy rozkład prądów w źródłach pierwotnych jest sumą rozkładów związanych z polami E_0, E'_0, ...

Jeśli odległość R między źródłami pierwotnymi a wprowadzonym ciałem jest duża zarówno w porównaniu z rozmiarami źródeł jak i z rozmiarami wprowadzonego ciała, to pola dyfrakcyjne rzędów wyższych niż pierwszy mogą być pominięte. W specjalnych przypadkach, w których geometria wprowadzonego ciała jest taka, że amplituda pola wtórnego E_w, H_w w otoczeniu źródeł pierwotnych jest mała, chociaż odległość R nie jest duża, można również pominąć oddziaływania przeszkody na źródła pierwotne.

2.3.1. WARUNKI BRZEGOWE

Ograniczymy nasze zainteresowanie do określenia pola wtórnego E_w, H_w wytwarzanego przez doskonale przewodzące ciało umieszczone w polu pierwotnym E_0, H_0, pomijając oddziaływanie pola wtórnego na źródła pierwotne. Pole wypadkowe jest w tym przypadku określone następująco:

$$E = E_0 + E_w \tag{2-77a}$$

$$H = H_0 + H_w \tag{2-77b}$$

Niech V będzie obszarem zajmowanym przez wprowadzone ciało a S jego powierzchnią. Ponieważ konduktywność wprowadzonego ciała jest nieskończenie wielka, zatem pole E, H wewnątrz obszaru V jest równe zeru; na powierzchni przewodnika natomiast pole wypadkowe musi spełniać warunki brzegowe:

$$1_n \times E = 0 \tag{2-78a}$$

$$1_n \times H = K \tag{2-78b}$$

przy czym 1_n jest jednostkowym wektorem normalnym do powierzchni S skierowanym na zewnątrz.

Jeśli rozkład prądów na powierzchni przewodnika jest znany, to pole dyfrakcyjne można obliczyć korzystając ze wzorów (2-17), zastępując w nich całki objętościowe przez całki powierzchniowe. Mamy wówczas:

$$E_w = \frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon}\int_S [(K\cdot\nabla')\nabla'+k^2K]\frac{e^{-jkR}}{R}\,dS \qquad (2\text{-}79a)$$

$$H_w = \frac{1}{4\pi}\int_S (K\times\nabla')\frac{e^{-jkR}}{R}\,dS \qquad (2\text{-}79b)$$

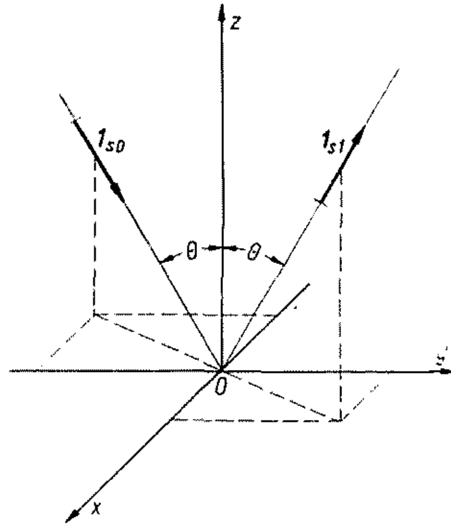
Do wyznaczenia gęstości powierzchniowej prądu K wykorzystamy warunek brzegowy (2-78a). Korzystając ze wzorów (2-77a) i (2-79a) otrzymujemy

$$1_n\times E_0 = \frac{j}{4\pi\omega\varepsilon}\int_S 1_n\times[(K\cdot\nabla')\nabla'+k^2K]\frac{e^{-jkR}}{R}\,dS \qquad (2\text{-}80)$$

Równanie (2-80) jest równaniem całkowym, z którego można wyznaczyć rozkład prądu K.

2.3.2. ODBICIE OD DOSKONALE PRZEWODZĄCEJ PŁASZCZYZNY; ZASADA ODBIĆ LUSTRZANYCH

Najprostszym zagadnieniem dyfrakcyjnym jest odbicie fali elektromagnetycznej od nieskończenie rozległego, doskonałego, płaskiego przewodnika. Rozważymy dwa



Rys. 2-16. Odbicie fali płaskiej od doskonale przewodzącej płaszczyzny

przypadki: 1) fala padająca jest falą płaską, 2) fala padająca pochodzi od elementarnego dipola.

Fala płaska. Rozważymy falę płaską rozchodzącą się w kierunku określonym przez wektor jednostkowy 1_{s0} i padającą na doskonale przewodzącą płaszczyznę pokrywającą się z płaszczyzną xy prostokątnego układu współrzędnych (rys. 2-16). Równanie fali padającej możemy więc zapisać w postaci

$$E_{pad} = E_0 e^{-jkr\cdot 1_{s0}} \qquad (2\text{-}81)$$

Pole wtórne związane z prądami płynącymi na przewodzącej płaszczyźnie musi być takie, aby pole wypadkowe dla obszaru ujemnych wartości z było równe zeru. Pole wtórne w tym obszarze jest zatem również falą płaską poruszającą się w kierunku $\mathbf{1}_{s0}$, ale o fazie przeciwnej w stosunku do fazy fali padającej. Pole wtórne w obszarze dodatnich wartości z jest lustrzanym odbiciem pola w obszarze ujemnych wartości z. Pole odbite jest więc również falą płaską

$$\mathbf{E}_{odb} = \mathbf{E}_1 e^{-jk\mathbf{r}\cdot\mathbf{1}_{s1}} \tag{2-82}$$

poruszającą się w kierunku wyznaczonym przez wektor jednostkowy $\mathbf{1}_{s1}$, będący wektorem lustrzanym w stosunku do $\mathbf{1}_{s0}$. Wektor $\mathbf{E}_1$ fali odbitej jest związany z wektorem $\mathbf{E}_0$ fali padającej następującymi zależnościami:

$$\mathbf{1}_n \times \mathbf{E}_1 = -\mathbf{1}_n \times \mathbf{E}_0 \tag{2-83a}$$

$$\mathbf{1}_n \cdot \mathbf{E}_1 = \mathbf{1}_n \cdot \mathbf{E}_0 \tag{2-83b}$$

w których $\mathbf{1}_n$ jest jednostkowym wektorem normalnym do płaszczyzny odbijającej. Moduły obu wektorów są oczywiście jednakowe.

Wektory $\mathbf{1}_{s0}$, $\mathbf{1}_{s1}$ i $\mathbf{1}_n$ leżą w jednej płaszczyźnie, przy czym między nimi zachodzi następujący związek:

$$\mathbf{1}_{s0} \cdot \mathbf{1}_n = -\mathbf{1}_{s1} \cdot \mathbf{1}_n \tag{2-84}$$

Wektory pola magnetycznego fali padającej i fali odbitej łatwo znajdziemy korzystając z zależności (2-22):

$$\mathbf{H}_{pad} = \frac{1}{\zeta}(\mathbf{1}_{s0} \times \mathbf{E}_{pad}) \tag{2-85a}$$

$$\mathbf{H}_{odb} = \frac{1}{\zeta}(\mathbf{1}_{s1} \times \mathbf{E}_{odb}) \tag{2-85b}$$

Wypadkowe pole magnetyczne jest oczywiście sumą pól fali padającej i odbitej $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{pad} + \mathbf{H}_{odb}$; zgodnie z warunkiem (2-78b) gęstość prądu na powierzchni przewodnika będzie więc równa

$$\mathbf{K} = \mathbf{1}_n \times (\mathbf{H}_{pad} + \mathbf{H}_{odb}) = 2(\mathbf{1}_n \times \mathbf{H}_{pad}) = \frac{2}{\zeta}[\mathbf{1}_n \times (\mathbf{1}_{s0} \times \mathbf{E}_{pad})] \tag{2-86}$$

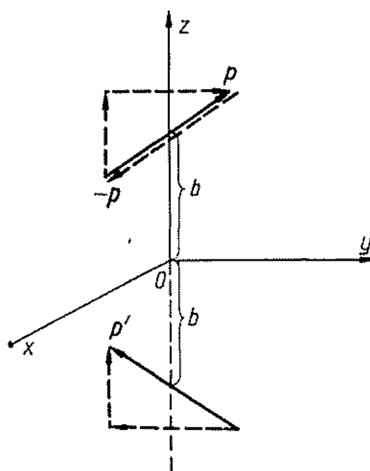
można bowiem wykazać, że

$$\mathbf{1}_n \times \mathbf{H}_{pad} = \mathbf{1}_n \times \mathbf{H}_{odb} \tag{2-87}$$

Dipol elementarny. Rozważmy teraz przypadek, kiedy źródłem fali padającej jest elementarny dipol elektryczny. Jako płaszczyznę przewodzącą przyjmiemy — jak poprzednio — płaszczyznę xy, a dipol umieścimy na osi z w odległości b od reflektora (rys. 2-17). Orientacja osi dipola w stosunku do płaszczyzny reflektora może być dowolna.

Obecność reflektora powoduje oczywiście zmianę prądu w dipolu. Jednak w rozważanym przypadku wpływ reflektora uwidocznia się jedynie w zmianie momentu dipola $\mathbf{p}$.

Podobnie jak w przypadku fali płaskiej, rozkład prądu na powierzchni reflektora musi być taki, aby pole wypadkowe w obszarze ujemnych wartości z było równe zeru. Jeśli więc idzie o ten obszar, to obecność reflektora jest równoznaczna z wprowadzeniem dipola o momencie $-\boldsymbol{p}$ pokrywającego się z dipolem pierwotnym, jednak ze względu na symetrię, reflektor wytwarza w obszarze dodatnich wartości z pole,



Rys. 2-17. Zwierciadlane odbicie dipola elementarnego

które jest lustrzanym odbiciem pola w obszarze ujemnych wartości z. Ze względu na obszar dodatnich wartości z reflektor może więc być zastąpiony zwierciadlanym odbiciem dipola o momencie $-\boldsymbol{p}$. Pole wypadkowe w obszarze dodatnich wartości z jest polem wytwarzanym przez układ dwóch dipoli: pierwotnego i lustrzanego odbicia.

Metoda odbić lustrzanych może być stosowana również w przypadku dowolnego układu źródeł. Jeśli rozważa się tylko pole w obszarze promieniowania, to dowolny układ źródeł można uważać za układ dipoli elektrycznych o momentach

$$d\boldsymbol{p} = \frac{1}{j\omega} \boldsymbol{J} dv \tag{2-88}$$

Pole wypadkowe jest sumą pól wytwarzanych przez dipole pierwotne i ich lustrzane odbicia. W przypadku dowolnych rozkładów prądu należy jednak pamiętać, że wprowadzenie reflektora może w zdecydowany sposób zmienić te rozkłady.

2.3.3. PRZYBLIŻONE METODY ROZWIĄZYWANIA PROBLEMÓW DYFRAKCYJNYCH

Rygorystyczne rozwiązanie zagadnień dyfrakcyjnych jest możliwe jedynie w tych przypadkach, w których geometria pola pierwotnego i wtrąconego przewodnika są proste. W bardziej skomplikowanych przypadkach stosujemy metody przybliżone.

Metoda optyki geometrycznej. Przy analizie zjawiska dyfrakcji metodą optyki geometrycznej zakładamy, że w każdym punkcie reflektora fala padająca ulega odbiciu zgodnie z prawami odbicia fali płaskiej od płaszczyzny stycznej do powierzchni reflektora w tym punkcie. Założenie to wymaga, aby promienie krzywizny powierz-

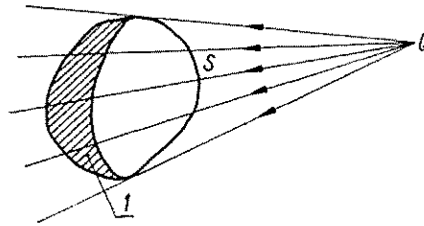
chni reflektora i powierzchni falowej fali padającej były duże w porównaniu z długością fali.

Z zasady zachowania energii wynika, że amplituda fali odbitej w punkcie odbicia jest równa amplitudzie fali padającej, natomiast polaryzację fali odbitej możemy określić z zależności (2-83)

$$E_{odb} = (1_n \cdot E_{pad})1_n - (1_n \times E_{pad}) \times 1_n \qquad (2\text{-}89)$$

W celu określenia amplitudy fali odbitej w odległości s od powierzchni reflektora możemy korzystać z wzoru (2-73), musimy jednak wcześniej wyznaczyć promienie krzywizny powierzchni falowej fali odbitej.

Metoda rozkładu prądu. Załóżmy, że na ciało o dowolnym kształcie, ale wykonane z doskonałego przewodnika pada fala elektromagnetyczna wypromieniowana przez źródło Q (rys. 2-18). Jeśli długość fali padającej jest dużo mniejsza od rozmiarów



Rys. 2-18. Obszar cienia *1* wytworzony przez źródło *Q* na powierzchni *S*

ciała i od najmniejszego promienia krzywizny jego powierzchni, to zgodnie z poprzednimi rozważaniami możemy przypuszczać, że rozkład prądu elektrycznego na powierzchni odbijającej będzie zbliżony do rozkładu wynikającego z praw optyki geometrycznej. Możemy więc założyć, że powierzchniowa gęstość prądu na „zacienionej" części ciała jest równa zeru, natomiast na „oświetlonej" części jest dana wzorem

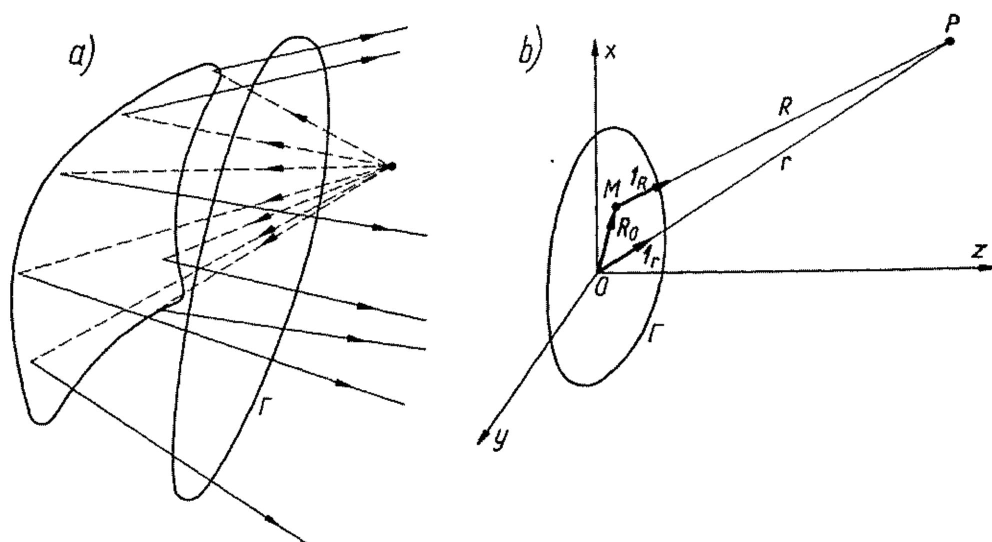
$$K = 2(1_n \times H_{pad}) \qquad (2\text{-}90)$$

Jest to równoznaczne z założeniem, że w każdym punkcie powierzchni S pole elektromagnetyczne źródła odbija się tak jak pole fali płaskiej od nieskończonej, idealnie przewodzącej płaszczyzny stycznej od powierzchni S w punkcie padania.

Znając rozkład prądu na powierzchni przewodnika możemy określić pole wtórne korzystając ze wzorów (2-79).

Metoda aperturowa. Rozważmy reflektor dowolnego kształtu mający tylko tę właściwość, że wszystkie promienie odbite od jego oświetlonej części leżą w jednej półprzestrzeni, a więc w pobliżu którego można narysować pewną skończoną płaską krzywą zamkniętą Γ obejmującą wszystkie promienie odbite (rys. 2-19). Wyobraźmy sobie teraz powierzchnię zamkniętą Σ utworzoną przez nieskończoną płaszczyznę zawierającą krzywą Γ i półkulę o nieskończenie wielkim promieniu. Pole w dowolnym punkcie wewnątrz obszaru ograniczonego powierzchnią Σ jest jednoznacznie określone przez rozkład pola na tej powierzchni. Pole wtórne musi spełniać warunki

wypromieniowania, zatem całkowanie po powierzchni półkuli o nieskończonym promieniu nie wnosi żadnej składowej do pola dyfrakcyjnego. Ponieważ na płaszczyźnie zawierającej krzywą Γ pole jest różne od zera tylko wewnątrz obszaru ograniczonego tą krzywą, zatem proces całkowania wystarczy rozciągnąć tylko na ten



Rys. 2-19. Szkic do metody aperturowej: a) układ promieni w pobliżu reflektora; b) współrzędne punktu całkowania

obszar. Rozkład pola w aperturze ograniczonej krzywą Γ określamy stosując metodę optyki geometrycznej. Pole wtórne natomiast możemy wyznaczyć korzystając z *zasady prądów równoważnych* [36, 49]:

$$\boldsymbol{K} = \boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{H}_A \tag{2-91a}$$

$$^*\boldsymbol{K} = -\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_A \tag{2-91b}$$

przy czym $\boldsymbol{E}_A$ i $\boldsymbol{H}_A$ są wektorami pola w aperturze, a $\boldsymbol{K}$ i $^*\boldsymbol{K}$ — wektorami gęstości powierzchniowej równoważnych (fikcyjnych) prądów elektrycznych i magnetycznych. Wstawiając zależności (2-91) do zależności (2-17) znajdujemy pole wtórne reflektora

$$\boldsymbol{E}_w = \frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon} \int_A [k^2(\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{H}_A)\Psi + (\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{H}_A) \cdot \nabla'(\nabla'\Psi) + \\ + j\omega\varepsilon(\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_A) \times \nabla'\Psi] \mathrm{d}S \tag{2-92a}$$

$$\boldsymbol{H}_w = -\frac{1}{4\pi j\omega\mu} \int_A [k^2(\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_A)\Psi + (\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_A) \cdot \nabla'(\nabla'\Psi) - \\ - j\omega\mu(\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{H}_A) \times \nabla'\Psi] \mathrm{d}S \tag{2-92b}$$

przy czym A — powierzchnia apertury.

W podobny sposób wstawiając zależności (2-91) do wzoru (2-21a) znajdujemy wyrażenie na pole elektryczne w strefie dalekiej

$$E_w = \frac{-jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} 1_r \times \int_A \{1_n \times E_A - \zeta[1_r \times (1_n \times H_A)]\} e^{jkr' \cdot 1_r} dS \tag{2-93}$$

W przybliżeniu optyki geometrycznej między wektorami pola elektrycznego i magnetycznego zachodzi związek

$$H = \frac{1}{Z}(1_s \times E) \tag{2-94}$$

w którym:

1_s — wektor jednostkowy wzdłuż promienia przechodzącego przez aperturę;

Z — stosunek amplitudy pola elektrycznego do amplitudy pola magnetycznego; dla swobodnej przestrzeni $Z = \zeta_0$.

Ograniczając nasze rozważania do apertury płaskiej i zakładając, że rozkład fazy w aperturze nieznacznie tylko odbiega od równomiernego, możemy przyjąć, że $1_s = 1_n$; wówczas wyrażenie (2-93) ma następującą postać:

$$E_w = \frac{-jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} 1_r \times \left[\left(1_n + \frac{\zeta}{Z} 1_r\right) \times \mathrm{N}\right] \tag{2-95}$$

przy czym

$$N = \int_A E_A e^{jk(x \sin\Theta \cos\Phi + y \sin\Theta \sin\Phi)} dx dy \tag{2-96}$$

2.3.4. SKALARNY PROBLEM DYFRAKCYJNY

W wielu przypadkach pole w aperturze jest prawie całkowicie spolaryzowane liniowo i tylko nieznaczna część energii jest zawarta w polu o polaryzacji ortogonalnej. Jeśli pominiemy tę składową, to obliczanie pola dyfrakcyjnego jeszcze bardziej się uprości, dzięki możliwości sprowadzenia zadania do rozwiązania *problemu skalarnego* (rys. 2-20).

Pole dyfrakcyjne można w tym przypadku obliczyć korzystając ze skalarnego wzoru Kirchhoffa [45]

$$u(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_A \left(\Psi \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial \Psi}{\partial n}\right) dS \tag{2-97}$$

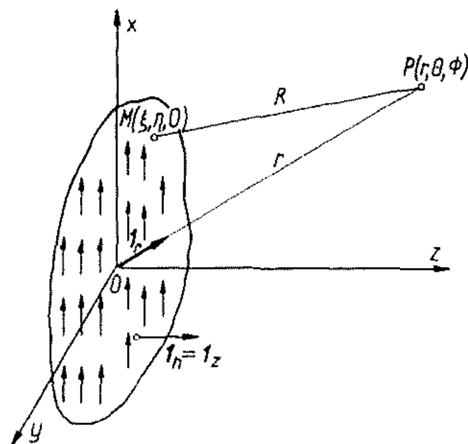
w którym u reprezentuje dowolną składową pola, a Ψ jest funkcją Greena dla swobodnej przestrzeni.

Jeśli pole w aperturze wyrazi się za pomocą przybliżenia optyki geometrycznej, to jest słuszny następujący związek:

$$\frac{\partial u}{\partial n} \approx -jku 1_n \cdot 1_s$$

przy czym 1_n jest jednostkowym wektorem normalnym do płaszczyzny apertury, a 1_s — jednostkowym wektorem normalnym do powierzchni falowej. Uwzględniając ponadto, że

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} = \left(jk + \frac{1}{R}\right) 1_n \cdot 1_R \frac{e^{-jkR}}{R}$$



Rys. 2-20. Skalarny problem dyfrakcyjny

przy czym R jest odległością od punktu całkowania w aperturze do punktu obserwacji, a 1_R — jednostkowym wektorem wzdłuż R, otrzymujemy ze wzoru (2-97) następujące wyrażenie na pole dyfrakcyjne:

$$u(P) = \frac{1}{4\pi} \int_A u \frac{e^{-jkR}}{R} \left[\left(jk + \frac{1}{R}\right) 1_n \cdot 1_R + jk 1_n \cdot 1_s\right] dS \tag{2-98}$$

W polu dyfrakcyjnym daje się wyróżnić trzy obszary określone formalnie przez charakter przybliżeń, jakie można stosować przy obliczaniu całki we wzorze (2-98). Wymienione trzy obszary charakteryzują się również różnicami w strukturze pola, granice między obszarami nie są jednak ostro zarysowane.

W bezpośrednim sąsiedztwie apertury znajduje się *obszar bliski*, w którym nie można stosować żadnych przybliżeń przy obliczaniu całki we wzorze (2-98) (człon $1/R$ jest porównywalny z k). Obszar ten rozciąga się na odległość równą kilku do kilkunastu długości fali licząc od apertury. Obliczenie całki jest bardzo trudne, a ponadto wyrażenie (2-98) daje tylko jakościowe pojęcie o zachowaniu się pola w tym obszarze. Pole w obszarze bliskim jest określone głównie przez prawa optyki geometrycznej; granica cienia jest ostro zarysowana (rys. 2-21).

Z obszaru bliskiego przechodzimy do tzw. *obszaru Fresnela*, dla którego można już wprowadzić pewne uproszczenia do wzoru (2-98). Po pierwsze można pominąć $1/R$ w stosunku do k, następnie założyć, że iloczyn skalarny $1_n \cdot 1_R$ jest stały na całej powierzchni apertury i równy $\cos\Theta$ (w naszym przypadku $1_n = 1_z$) oraz pominąć zmiany R w mianowniku, przyjmując $R \approx r$. Zmiany R w wykładniku funkcji eks-

ponencjalnej wymagają staranniejszego rozważenia. Rozwijając R na szereg potęgowy otrzymujemy

$$R = r-(\alpha\xi+\beta\eta)+\frac{\xi^2+\eta^2-(\alpha\xi+\beta\eta)^2}{2r}+\dots \tag{2-99}$$

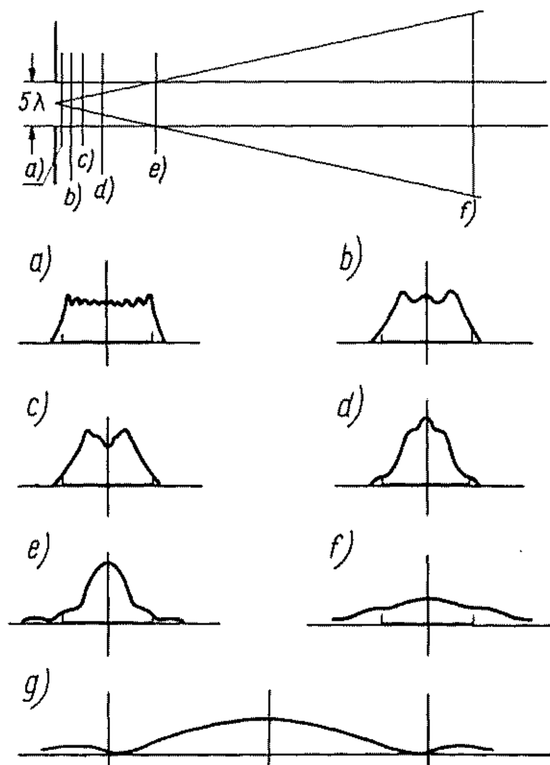
przy czym:

$\alpha = \sin\Theta\cos\Phi$;

$\beta = \sin\Theta\sin\Phi$;

Θ, Φ — współrzędne kątowe punktu obserwacji;

ξ, η — współrzędne prostokątne punktu w aperturze.



Rys. 2-21. Przejście od obszaru Fresnela do obszaru Fraunhofera dla szczeliny. Wykresy a) do f) przedstawiają rozkład pola w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny ekranu ze szczeliną przy zwiększaniu odległości od szczeliny. Widać stopniową dyfuzję pola do obszaru cienia. Wykres g) przedstawia charakterystykę promieniowania szczeliny — obszar Fraunhofera (według J. C. Slater, N. H. Frank: Introduction to Theoretical Physics, McGraw-Hill, New York 1933; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

W obszarze Fresnela zachowujemy pierwsze trzy człony szeregu. Całka określająca pole dyfrakcyjne w obszarze Fresnela przyjmuje więc postać

$$u(P) = \frac{\mathrm{j}}{2\lambda}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\int\limits_A u(\xi,\eta)\mathrm{e}^{-jkR_b}(\cos\Theta+\mathbf{1}_z\cdot\mathbf{1}_s)\,\mathrm{d}\xi\,\mathrm{d}\eta \tag{2-100}$$

przy czym

$$R_b = -(\alpha\xi+\beta\eta)+\frac{\xi^2+\eta^2-(\alpha\xi+\beta\eta)^2}{2r}$$

Jeśli rozkład fazy w aperturze odbiega tylko nieznacznie od równomiernego, można przyjąć, że $1_z \cdot 1_s = 1$.

Obszar Fresnela charakteryzuje się dyfuzją pola poza granice wyznaczone przedłużeniem promieni przechodzących przez aperturę. Przeważająca część energii pola znajduje się jednak nadal w tych granicach.

Przy dalszym zwiększeniu odległości od apertury przechodzimy do *obszaru dalekiego*, zwanego także *obszarem Fraunhofera*.. W tym obszarze możemy wprowadzić dalsze uproszczenia do wyrażenia opisującego pole dyfrakcyjne. W rozwinięciu R wystarczy teraz zachować tylko pierwsze dwa wyrazy, co jest równoznaczne z założeniem, że wektory 1_R i 1_r są równoległe. Pole w obszarze Fraunhofera ma więc charakter pola pochodzącego od źródła punktowego. Jeśli ponadto założymy prawie równomierny rozkład fazy w aperturze, to niemal cała energia pola będzie skupiona w małym sektorze wokół osi z. Możemy więc pominąć zmiany $\cos\Theta$ w tym sektorze i jako ostateczne przybliżenie dla pola w strefie dalekiej otrzymujemy

$$u(P) = \frac{\mathrm{j}}{\lambda}\frac{e^{-\mathrm{j}kr}}{r}\int\limits_A u(\xi, \eta)e^{\mathrm{j}k\sin\Theta(\xi\cos\Phi+\eta\sin\Phi)}\mathrm{d}\xi\mathrm{d}\eta \tag{2-101}$$

Wyrażenie (2-101) przedstawia oczywiście charakterystykę promieniowania apertury w skali nieunormowanej. Ma ono ciekawą interpretację. Wprowadzając nowe oznaczenia:

$$k_x = k\sin\Theta\cos\Phi \tag{2-102a}$$

$$k_y = k\sin\Theta\sin\Phi \tag{2-102b}$$

wyrażenie (2-101) możemy przedstawić w postaci

$$u(P) = \mathrm{j}k\frac{e^{-\mathrm{j}kr}}{r}f(k_x, k_y) \tag{2-103}$$

przy czym

$$f(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_A u(\xi, \eta)e^{\mathrm{j}(k_x\xi+k_y\eta)}\mathrm{d}\xi\mathrm{d}\eta \tag{2-104}$$

Funkcję opisującą rozkład pola w aperturze możemy rozciągnąć na całą płaszczyznę $z = 0$:

$$\left.\begin{aligned} u(x, y) &= g(x, y) \text{ — wewnątrz apertury } A \\ u(x, y) &= 0 \text{ — na zewnątrz apertury } A \end{aligned}\right\} \tag{2-105}$$

Funkcja $u(x, y)$ jest przedziałami ciągła na całej płaszczyźnie i wobec tego możemy ją przedstawić w postaci zespolonej całki Fouriera

$$u(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} u(\xi, \eta)e^{\mathrm{j}k_x(\xi-x)}e^{\mathrm{j}k_y(\eta-y)}\mathrm{d}\xi\mathrm{d}\eta\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y \tag{2-106}$$

lub

$$u(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \tag{2-107}$$

przy czym

$$f(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(\xi, \eta) e^{j(k_x \xi + k_y \eta)} d\xi d\eta =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_A g(\xi, \eta) e^{j(k_x \xi + k_y \eta)} d\xi d\eta \tag{2-108}$$

Funkcję $f(k_x, k_y)$ opisującą rozkład pola w strefie dalekiej oraz funkcję $u(x, y)$ opisującą rozkład pola w aperturze można więc traktować jako parę transformat Fouriera. Charakterystyka promieniowania dowolnej apertury jest zatem transformatą Fouriera rozkładu pola w aperturze i — odwrotnie — rozkład pola w aperturze jest transformatą Fouriera jej charakterystyki promieniowania.

Podane wyżej wzory umożliwiają łatwe określenie kierunkowości apertury. Dla apertury ze współfazowym rozkładem pola (funkcja $g(\xi, \eta)$ jest wówczas funkcją rzeczywistą) maksymalna gęstość promieniowania wyraża się zależnością

$$U_{max} = \frac{1}{2\zeta} r^2 |u(P)|^2_{max} = \frac{1}{2\zeta\lambda^2} \left[\int_A g(\xi, \eta) d\xi d\eta \right]^2 \tag{2-109}$$

Całkowita moc promieniowania jest oczywiście równa przepływowi mocy przez aperturę

$$P_{pr} = \frac{1}{2\zeta} \int_A g^2(\xi, \eta) d\xi d\eta \tag{2-110}$$

Kierunkowość apertury jest więc równa

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left[\int_A g(\xi, \eta) d\xi d\eta\right]^2}{\int_A g^2(\xi, \eta) d\xi d\eta} \tag{2-111}$$

W szczególnym przypadku dla równomiernie oświetlonej apertury $g(\xi, \eta) = 1$ oraz

$$D_{max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A \tag{2-112}$$

W przypadku innych funkcji rozkładu pola w aperturze, zgodnie z nierównością Schwartza, mamy

$$\left[\int_A g(\xi, \eta) d\xi d\eta\right]^2 \leqslant A \int_A g^2(\xi, \eta) d\xi d\eta \tag{2-113}$$

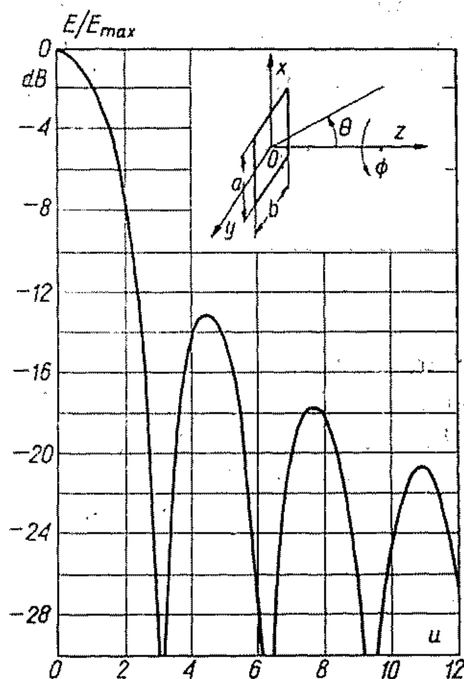
a zatem

$$D \leqslant \frac{4\pi A}{\lambda^2} \tag{2-114}$$

Równomierny rozkład pola w aperturze zapewnia więc największą kierunkowość. Stosunek $\nu = D/D_{max}$ jest oczywiście współczynnikiem wykorzystania apertury. Należy wyraźnie podkreślić, że powyższe stwierdzenie dotyczy tylko współfazowych rozkładów pola w aperturze.

2.3.5. PROMIENIOWANIE APERTURY PROSTOKĄTNEJ

Dla zilustrowania rozważań przeprowadzonych w poprzednich punktach omówimy promieniowanie apertury prostokątnej i kołowej. Najpierw zajmiemy się *aperturą prostokątną*. Niech wymiary apertury będą równe a i b i niech apertura leży w płaszczyźnie xy (rys. 2-22). Charakterystyka promieniowania apertury zależy tylko



Rys. 2-22. Apertura prostokątna i jej charakterystyka promieniowania

od względnego rozkładu pola; w dalszym ciągu przyjmiemy więc, że rozkład pola w aperturze $g(\xi, \eta)$ jest unormowany tak, że jego maksymalna wartość jest równa 1. Charakterystykę promieniowania apertury prostokątnej wyznaczymy korzystając ze wzoru (2-108), możemy przy tym opuścić współczynnik $1/2\pi$

$$f(\Theta, \Phi) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} g(\xi, \eta) e^{jk \sin\Theta(\xi\cos\Phi + \eta\sin\Phi)} d\xi d\eta \tag{2-115}$$

Rozważmy przypadek szczególny *apertury równomiernie oświetlonej*, tzn. $g(\xi, \eta) = 1$. Całkę we wzorze (2-115) można teraz łatwo obliczyć i wyrażenie na unormowaną charakterystykę promieniowania równomiernie oświetlonej apertury prostokątnej przyjmuje postać

$$F(\Theta, \Phi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\Theta\cos\Phi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\Theta\cos\Phi}\;\frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\Theta\sin\Phi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda}\sin\Theta\sin\Phi} \tag{2-116}$$

Szczególne znaczenie mają przekroje przestrzennej charakterystyki promieniowania płaszczyznami xz i yz. Dla płaszczyzny xz, $\Phi = 0$ i wyrażenie (2-116) sprowadza się do postaci

$$F(\Theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\Theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\Theta} \tag{2-117}$$

Dla płaszczyzny yz, $\Phi = \pi/2$ i charakterystyka promieniowania wyraża się również wzorem (2-117), przy czym a należy zastąpić przez b. W obu płaszczyznach charakterystykę promieniowania można więc przedstawić w postaci uogólnionej

$$F(u) = \frac{\sin u}{u} \tag{2-118}$$

przy czym

$$u = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}\frac{\pi}{\lambda}\sin\Theta$$

Wykres uogólnionej charakterystyki promieniowania dla równomiernie oświetlonej apertury prostokątnej przedstawiono na rys. 2-22. Miejsca zerowe charakterystyki wypadają w punktach $u_0^{(n)} = n\pi$ $(n = \pm 1, \pm 2, \ldots)$. Charakterystyka promieniowania wykazuje spadek w stosunku do wartości maksymalnej o 3 dB dla wartości $u = 1{,}39$, a więc szerokość głównej wiązki promieniowania jest równa:

w płaszczyźnie xz $$\alpha_{xz} = 2\arcsin\left(\frac{1{,}39\lambda}{\pi a}\right) \approx 0{,}88\,\frac{\lambda}{a} \tag{2-119a}$$

w płaszczaźnie yz $$\alpha_{yz} = 2\arcsin\left(\frac{1{,}39\lambda}{\pi b}\right) \approx 0{,}88\,\frac{\lambda}{b} \tag{2-119b}$$

Maksima listków bocznych występują w punktach spełniających równanie $u_{max}^{(n)} = \mathrm{tg}\, u_{max}^{(n)}$. Pierwsze maksimum przypada dla $u_{max}^{(1)} = 4{,}51$, drugie – dla $u_{max}^{(2)} = 7{,}73$. Wartości maksimów są przy tym równe $1/(1+u_{max}^2)$.

Z przeprowadzonych rozważań wynikają następujące wnioski:

— w płaszczyźnie symetrii szerokość głównej wiązki promieniowania jest określona przez rozmiar apertury w tej płaszczyźnie;

— charakterystyka promieniowania jest tym węższa, im większe są rozmiary apertury mierzone w długościach fali;

— poziom listków bocznych jest niezależny od rozmiarów apertury; w szczególności poziom pierwszego listka bocznego wynosi $-13{,}2$ dB.

Jako dalszy przykład rozważymy *aperturę z nierównomiernym rozkładem pola*, ograniczymy się jednak tylko do przypadków, w których rozkład pola może być przedstawiony jako iloczyn dwóch funkcji jednej zmiennej

$$g(\xi, \eta) = g_1(\xi)g_2(\eta) \tag{2-120}$$

Podstawiając wyrażenie (2-120) do wzoru (2-115) stwierdzamy, że całka podwójna przechodzi w iloczyn dwóch całek pojedynczych

$$f(\Theta, \Phi) = \int_{-a/2}^{a/2} g_1(\xi)e^{jk\xi\sin\Theta\cos\Phi}d\xi \int_{-b/2}^{b/2} g_2(\eta)e^{jk\eta\sin\Theta\sin\Phi}d\eta \tag{2-121}$$

Zauważmy ponadto, że charakterystyki promieniowania w płaszczyznach głównych są określone wyłącznie przez rozkład pola w odpowiedniej płaszczyźnie. Mamy więc z dokładnością do stałych współczynników:
dla płaszczyzny xz

$$f(\Theta) = \int_{-a/2}^{a/2} g_1(\xi)e^{jk\xi\sin\Theta}d\xi \tag{2-122a}$$

dla płaszczyzny yz

$$f(\Theta) = \int_{-b/2}^{b/2} g_2(\eta)e^{jk\eta\sin\Theta}d\eta \tag{2-122b}$$

Bez zmniejszenia ogólności możemy więc w dalszych rozważaniach założyć równomierny rozkład pola wzdłuż jednej osi, np. y, tzn. $g_2(\eta) = 1$ i ograniczyć się tylko do rozważenia charakterystyki w płaszczyźnie xz

$$f(\Theta) = \int_{-a/2}^{a/2} g_1(\xi)e^{jk\xi\sin\Theta}d\xi \tag{2-123}$$

Wprowadzimy nowe zmienne:

$$p = \frac{2\xi}{a} \qquad u = \frac{\pi a}{\lambda}\sin\Theta \tag{2-124}$$

Funkcja rozkładu $g_1(\xi)$ przechodzi teraz w funkcję $g(p)$, a funkcja $f(\Theta)$ w funkcje $f(u)$

$$f(u) = \int_{-1}^{1} g(p)e^{jup}dp \tag{2-125}$$

W wyrażeniu (2-125) pominięto stały współczynnik $a/2$.

Ze wzoru (2-125) wynika, że jeśli takie same względne rozkłady pola wytworzymy w dwóch aperturach o różnych rozmiarach, to charakterystyki promieniowania tych apertur jako funkcje u będą takie same. Poziom listków bocznych w obu przypadkach

Tablica 2-1

Charakterystyki promieniowania apertury prostokątnej dla różnych rozkładów pola w aperturze

Rozkład pola w aperturze	Charakterystyka promieniowania	Współczynnik wykorzystania apertury		Szerokość głównej wiązki promieniowania	Położenie pierwszego miejsca zerowego	Poziom pierwszego listka bocznego [dB]
$g(p) = 1 \quad \lvert p \rvert \leqslant 1$	$f(u) = \frac{\sin u}{u}$		1	$0{,}88\frac{\lambda}{a} \approx 50{,}5°\frac{\lambda}{a}$	$\frac{\lambda}{a} \approx 57{,}3°\frac{\lambda}{a}$	$-13{,}2$
$g(p) = 1-\lvert p \rvert \quad \lvert p \rvert \leqslant 1$	$f(u) = \left(\frac{\sin\frac{u}{2}}{\frac{u}{2}}\right)^2$		0,75	$1{,}28\frac{\lambda}{a} \approx 73{,}2°\frac{\lambda}{a}$	$2\frac{\lambda}{a} \approx 114{,}6°\frac{\lambda}{a}$	$-26{,}4$
$g(p) = \cos^n\left(\frac{\pi}{2}p\right)$ $\lvert p \rvert \leqslant 1$	$f(u) = 2\frac{n!}{\prod\limits_{k=1}^{m}\left[(2k)^2-\frac{4u^2}{\pi^2}\right]}\frac{\sin u}{u}$ dla $n = 2m$	$n = 0$	1	$0{,}88\frac{\lambda}{a} \approx 50{,}5°\frac{\lambda}{a}$	$\frac{\lambda}{a} \approx 57{,}3°\frac{\lambda}{a}$	$-13{,}2$
	$f(u) = \frac{4}{\pi}\frac{n!\cos u}{\prod\limits_{k=0}^{m}\left[(2k+1)^2-\frac{4u^2}{\pi^2}\right]}$ dla $n = 2m+1$	1	0,81	$1{,}2\frac{\lambda}{a} \approx 68{,}7°\frac{\lambda}{a}$	$1{,}5\frac{\lambda}{a} \approx 86°\frac{\lambda}{a}$	-23
		2	0,667	$1{,}45\frac{\lambda}{a} \approx 83°\frac{\lambda}{a}$	$2\frac{\lambda}{a} \approx 114{,}6°\frac{\lambda}{a}$	-32
		3	0,575	$1{,}66\frac{\lambda}{a} \approx 95°\frac{\lambda}{a}$	$2{,}5\frac{\lambda}{a} \approx 143{,}2°\frac{\lambda}{a}$	-40
$g(p) = 1-(1-\delta)p^2$ $\lvert p \rvert \leqslant 1$	$f(u) = \frac{\sin u}{u}+(1-\delta)\frac{d^2}{du^2}\left(\frac{\sin u}{u}\right) =$ $= \frac{\sin u}{u}+(1-\delta)\frac{(2-u^2)\sin u-2u\cos u}{u^3}$	$\delta = 1$	1	$0{,}88\frac{\lambda}{a} \approx 50{,}5°\frac{\lambda}{a}$	$\frac{\lambda}{a} \approx 57{,}3°\frac{\lambda}{a}$	$-13{,}2$
		0,8	0,994	$0{,}92\frac{\lambda}{a} \approx 52{,}7°\frac{\lambda}{a}$	$1{,}06\frac{\lambda}{a} \approx 60{,}7°\frac{\lambda}{a}$	$-15{,}8$
		0,5	0,970	$0{,}97\frac{\lambda}{a} \approx 55{,}5°\frac{\lambda}{a}$	$1{,}14\frac{\lambda}{a} \approx 65{,}3°\frac{\lambda}{a}$	$-17{,}1$
		0	0,833	$1{,}15\frac{\lambda}{a} \approx 66°\frac{\lambda}{a}$	$1{,}43\frac{\lambda}{a} \approx 82°\frac{\lambda}{a}$	$-20{,}6$

będzie jednakowy, natomiast szerokość kątowa obu charakterystyk będzie różna. Charakterystyka promieniowania większej apertury będzie węższa.

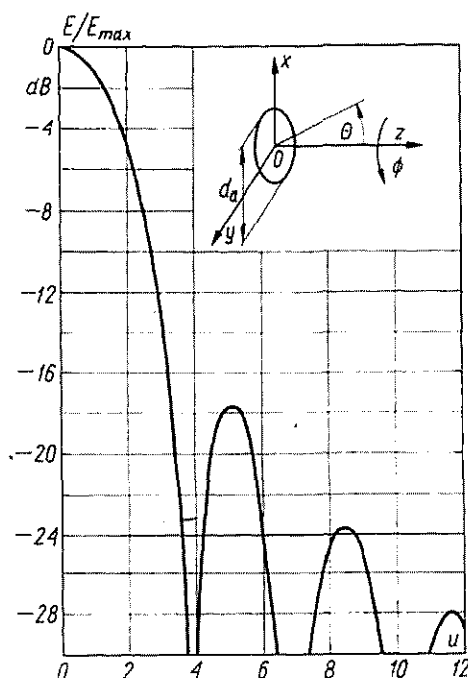
W tablicy 2-1 podano wyrażenia na charakterystyki promieniowania dla kilku rozkładów pola w aperturze, dla których obliczenie całki we wzorze (2-125) nie przedstawia trudności. W tablicy podano również współczynnik wykorzystania apertury, szerokość głównej wiązki promieniowania, położenie pierwszego miejsca zerowego oraz poziom pierwszego listka bocznego [28].

Z przedstawionych danych wynika, że rozkład pola malejący ku brzegom apertury powoduje zmniejszenie zysku energetycznego, zwiększenie szerokości głównej wiązki promieniowania oraz zmniejszenie poziomu listków bocznych.

2.3.6. PROMIENIOWANIE APERTURY KOŁOWEJ

Przy rozważaniu *apertury kołowej* dogodniej jest wprowadzić biegunowy układ współrzędnych ϱ, Φ' (rys. 2-23). Między współrzędnymi ξ, η i ϱ, Φ' zachodzą następujące związki:

$$\xi = \varrho \cos\Phi' \qquad \eta = \varrho \sin\Phi' \tag{2-126}$$



Rys. 2-23. Apertura kołowa i jej charakterystyka promieniowania

Oznaczając rozkład pola w aperturze przez $g(\varrho, \Phi')$ wyrażenie na charakterystykę promieniowania apertury kołowej możemy przedstawić w postaci

$$f(\Theta, \Phi) = \int_0^{2\pi} \int_0^a g(\varrho, \Phi') e^{jk\varrho \sin\Theta \cos(\Phi - \Phi')} \varrho \, d\varrho \, d\Phi' \tag{2-127}$$

przy czym a — promień apertury.

Wprowadzimy nowe zmienne:

$$\varrho' = \frac{\varrho}{a} \qquad u = \frac{2\pi a}{\lambda}\sin\Theta = \frac{\pi d_a}{\lambda}\sin\Theta \tag{2-128}$$

przy czym $d_a = 2a$ jest średnicą apertury.

Funkcja rozkładu $g(\varrho, \Phi')$ przechodzi w funkcję $g(\varrho', \Phi')$, a funkcja $f(\Theta, \Phi)$ w funkcję $f(u, \Phi)$. Charakterystyka promieniowania wyraża się zatem zależnością

$$f(u, \Phi) = \int_0^{2\pi}\int_0^1 g(\varrho', \Phi') e^{ju\varrho'\cos(\Phi-\Phi')}\varrho' d\varrho' d\Phi' \tag{2-129}$$

Podobnie jak w przypadku apertury prostokątnej kształt charakterystyki promieniowania dla wszystkich apertur kołowych o tym samym rozkładzie pola jest jednakowy w odniesieniu do zmiennych u i Φ. W celu uzyskania zależności od kąta Θ należy wprowadzić współczynnik skali λ/d_a; tak więc podobnie jak poprzednio wzrostowi rozmiarów apertury towarzyszy zawężenie charakterystyki promieniowania.

Rozważmy szczególny przypadek apertury równomiernie oświetlonej. Podstawiając we wzorze (2-129) $g(\varrho', \Phi') = 1$ i wykonując całkowanie względem Φ' otrzymujemy

$$f(u) = 2\pi \int_0^1 J_0(u\varrho')d\varrho' \tag{2-130}$$

przy czym $J_0(u)$ — funkcja Bessela pierwszego rodzaju zerowego rzędu.

Całkowanie względem ϱ' prowadzi do następującego rezultatu:

$$f(u) = 2\pi \frac{J_1(u)}{u} \tag{2-131}$$

w którym $J_1(u)$ jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju pierwszego rzędu. Ponieważ funkcja $J_1(u)/u$ dla $u = 0$ przyjmuje wartości 1/2, więc unormowana charakterystyka promieniowania apertury kołowej ma postać

$$F(u) = 2\frac{J_1(u)}{u} \tag{2-132}$$

Wykres tej funkcji przedstawiono na rys. 2-23.

Szerokość głównej wiązki promieniowania

$$\alpha = 2\arcsin\left(0{,}51\frac{\lambda}{d_a}\right) \approx 1{,}02\frac{\lambda}{d_a} \tag{2-133}$$

a poziom pierwszego listka bocznego wynosi $-17{,}5$ dB.

Zmniejszenie oświetlenia apertury w kierunku jej brzegów ma taki sam efekt jak w przypadku apertury prostokątnej.

Jako przykład rozważymy rozkład pola określony zależnością

$$g(\varrho', \Phi') = (1-\varrho'^2)^p \qquad p = 1, 2 \ldots \tag{2-134}$$

Charakterystyka promieniowania wyraża się teraz zależnością

$$f_p(u) = \int_0^1 (1-\varrho'^2)^p J_0(u\varrho')\varrho' d\varrho' \tag{2-135}$$

lub po wykonaniu całkowania

$$f_p(u) = \frac{2^p p! J_{p+1}(u)}{u^{p+1}} \tag{2-136}$$

Podstawowe dane o charakterystykach promieniowania apertury kołowej podano w tabl. 2.2 [28, 45].

Tablica 2-2

I odstawowe dane o charakterystykach promieniowania apertury kołowej z rozkładem pola $g(\varrho') = (1-\varrho'^2)^p$

p	Współczynnik wykorzystania apertury	Szerokość głównej wiązki promieniowania	Położenie pierwszego miejsca zerowego	Poziom pierwszego listka bocznego [dB]
0	1	$1{,}02 \frac{\lambda}{d_a} \approx 58{,}5° \frac{\lambda}{d_a}$	$1{,}22 \frac{\lambda}{d_a} \approx 70° \frac{\lambda}{d_a}$	−17,6
1	0,75	$1{,}27 \frac{\lambda}{d_a} \approx 73° \frac{\lambda}{d_a}$	$1{,}63 \frac{\lambda}{d_a} \approx 93{,}5° \frac{\lambda}{d_a}$	−24,6
2	0,56	$1{,}47 \frac{\lambda}{d_a} \approx 84{,}3° \frac{\lambda}{d_a}$	$2{,}03 \frac{\lambda}{d_a} \approx 116{,}2° \frac{\lambda}{d_a}$	−30,6
3	0,44	$1{,}65 \frac{\lambda}{d_a} \approx 94{,}6° \frac{\lambda}{d_a}$	$2{,}42 \frac{\lambda}{d_a} \approx 138{,}7° \frac{\lambda}{d_a}$	—
4	0,36	$1{,}81 \frac{\lambda}{d_a} \approx 103{,}8° \frac{\lambda}{d_a}$	$2{,}79 \frac{\lambda}{d_a} \approx 160° \frac{\lambda}{d_a}$	—

2.3.7. WPŁYW ODCHYLEŃ FAZOWYCH NA CHARAKTERYSTYKĘ PROMIENIOWANIA APERTURY

W dwóch poprzednich punktach zbadaliśmy wpływ rozkładu amplitudy pola w aperturze na jej charakterystykę promieniowania. We wszystkich przypadkach zakładaliśmy przy tym stałość fazy pola na całej powierzchni apertury.

W praktyce nie zawsze udaje się zapewnić współfazowy rozkład pola w aperturze. Odchylenia fazy mogą wynikać bądź z właściwości samej anteny (np. anteny tubowe), bądź też mogą powstać wskutek niedoskonałego wykonawstwa (np. wskutek przesunięcia źródła oświetlającego w stosunku do ogniska reflektora parabolicznego).

Dla uproszczenia załóżmy, że odchylenia fazowe występują tylko w jednym kierunku. Niech $\gamma(2\xi/a) = \gamma(p)$ określa rozkład odchyleń fazowych. Odchylenie fazy

$\gamma(p)$ oznacza, że w punkcie p określony stan pola występuje w czasie o $\Delta t = \gamma/\omega$ późniejszym niż przy rozkładzie współfazowym lub, że czoło fali w tym punkcie jest przesunięte w kierunku ruchu fali o odcinek $s = -\gamma\lambda/2\pi$.

Wyrażenie (2-125) na charakterystykę promieniowania apertury z uwzględnieniem odchyleń fazowych można przedstawić w postaci

$$f(u) = \int_{-1}^{1} g(p) e^{j[up-\gamma(p)]} dp \tag{2-137}$$

W ogólności funkcja rozkładu odchyleń fazowych może być dowolna, zwykle jednak przedstawia się ją w postaci szeregu potęgowego. Największe znaczenie mają przy tym pierwsze trzy wyrazy szeregu. Mówimy wówczas o:

— odchyleniu liniowym $\gamma(p) = \beta p$,

— odchyleniu kwadratowym $\gamma(p) = \beta p^2$,

— odchyleniu sześciennym $\gamma(p) = \beta p^3$,

przy czym $\beta = \gamma(1)$ jest odchyleniem fazy na brzegu apertury; odchylenie fazy w środku apertury przyjmujemy równe zeru: $\gamma(0) = 0$.

Liniowe odchylenie fazy. Wprowadzając do wzoru (2-137) odpowiednie wyrażenie na $\gamma(p)$ otrzymujemy

$$f(u) = \int_{-1}^{1} g(p) e^{j(u-\beta)p} dp \tag{2-138}$$

Uzyskane wyrażenie ma taką samą postać jak wzoru (2-125) z tą różnicą, że zamiast u występuje teraz $(u-\beta)$. Charakterystyka promieniowania apertury z liniowym odchyleniem fazy ma więc taki sam kształt jak charakterystyka promieniowania apertury pobudzonej współfazowo, jest tylko przesunięta względem niej o β. Maksimum promieniowania przypada teraz dla $u = \beta$, tzn. jest odchylone od normalnej do apertury o kąt

$$\Delta\Theta = \arcsin\left(\frac{\beta\lambda}{\pi a}\right) \tag{2-139}$$

Kwadratowe odchylenie fazy. Wyrażenie na charakterystykę promieniowania ma w tym przypadku następującą postać:

$$f(u) = \int_{-1}^{1} g(p) e^{j(up-\beta p^2)} dp \tag{2-140}$$

Całka w wyrażeniu (2-140) wyraża się w ogólnym przypadku za pomocą całek Fresnela. W przypadku małych odchyleń fazowych można jednak uzyskać prostsze rozwiązanie przybliżone. Rozkładając funkcję wykładniczą $e^{-j\beta p^2}$ na szereg potęgowy

$$e^{-j\beta p^2} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-j)^m \beta^m}{m!} p^{2m}$$

wyrażenie (2-140) możemy przedstawić w postaci

$$f(u) = \sum_{m=0}^{\infty} (-\mathrm{j})^m \frac{\beta^m}{m!} \int_{-1}^{1} g(p) p^{2m} e^{\mathrm{j}up} dp \tag{2-141}$$

Charakterystykę promieniowania przy braku odchyleń fazowych oznaczmy przez $f_0(u)$

$$f_0(u) = \int_{-1}^{1} g(p) e^{\mathrm{j}up} dp$$

i zauważmy, że

$$\frac{d^{2m} f_0(u)}{du^{2m}} = f_0^{(2m)}(u) = (-1)^m \int_{-1}^{1} g(p) p^{2m} e^{\mathrm{j}up} dp \tag{2-142}$$

Korzystając z zależności (2-142) możemy wyrażenie (2-141) przedstawić w postaci

$$f(u) = \sum_{m=0}^{\infty} (\mathrm{j})^m \frac{\beta^m}{m!} f_0^{(2m)}(u) \tag{2-143}$$

Za przybliżenie drugiego rzędu przyjmujemy

$$f(u) \approx f_0(u) + \mathrm{j}\beta f_0^{(2)}(u) - \frac{\beta^2}{2} f_0^{(4)}(u) \tag{2-144}$$

Przy czysto rzeczywistej lub czysto urojonej funkcji $f_0(u)$ charakterystyka promieniowania mocy wyraża się zależnością

$$|f(u)|^2 \approx f_0^2(u) - \beta^2 \{f_0(u) f_0^{(4)}(u) - [f_0^{(2)}(u)]^2\} \tag{2-145}$$

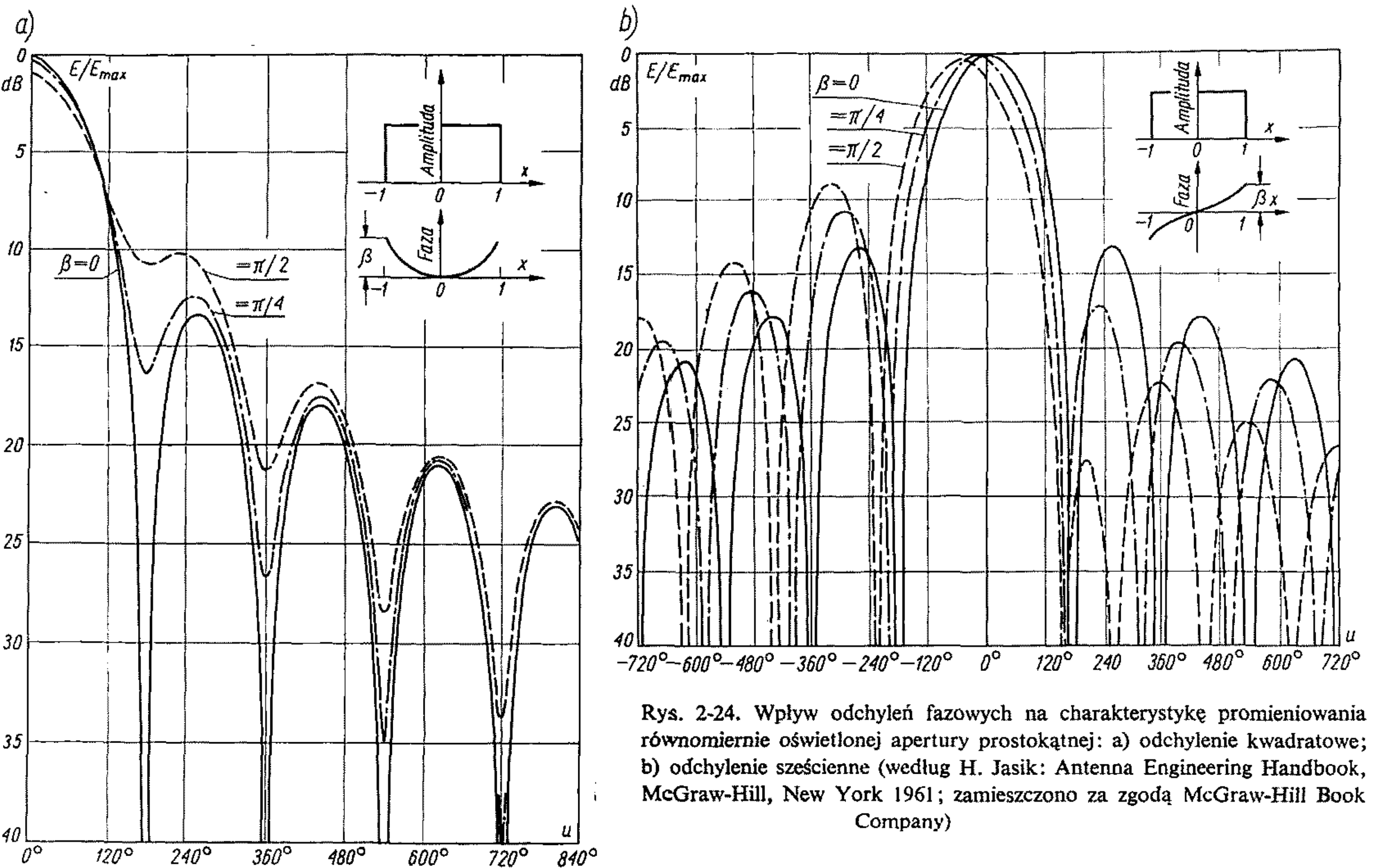
z której wynika, że kwadratowe odchylenie rozkładu fazy powoduje zawsze zmniejszenie zysku energetycznego, wzrost poziomu listków bocznych i wypełnienie miejsc zerowych; symetria charakterystyki promieniowania nie zostaje jednak naruszona. Na rys. 2-24a przedstawiono przykład charakterystyki promieniowania z uwzględnieniem kwadratowych odchyleń fazowych, dla równomiernego rozkładu amplitudy.

Sześcienne odchylenie fazy. Postępując podobnie jak w przypadku kwadratowego odchylenia fazy, wyrażenie na charakterystykę promieniowania możemy przedstawić w postaci

$$f(u) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{\beta^m}{m!} f_0^{(3m)}(u) \tag{2-146}$$

Przybliżenie drugiego rzędu ma teraz postać

$$f(u) = f_0(u) - f^{(3)}(u) + \frac{\beta^2}{2} f^{(6)}(u) \tag{2-147}$$



Rys. 2-24. Wpływ odchyleń fazowych na charakterystykę promieniowania równomiernie oświetlonej apertury prostokątnej: a) odchylenie kwadratowe; b) odchylenie sześcienne (według H. Jasik: Antenna Engineering Handbook, McGraw-Hill, New York 1961; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

Przy symetrycznej funkcji rozkładu amplitudy odchylenie sześcienne w rozkładzie fazy powoduje zmianę kierunku maksymalnego promieniowania, zmniejszenie zysku energetycznego oraz asymetrię charakterystyki promieniowania. Przykład charakterystyki promieniowania z uwzględnieniem sześciennego odchylenia fazy przedstawiono na rys. 2-24b.

2.4. UKŁADY ANTENOWE ZŁOŻONE Z DYSKRETNYCH ELEMENTÓW PROMIENIUJĄCYCH

Duże znaczenie w technice antenowej mają *układy antenowe* złożone z pewnej liczby jednakowych i jednakowo zorientowanych elementów promieniujących. Względne amplitudy i fazy prądów w poszczególnych elementach są przy tym dobierane tak, aby uzyskać założoną charakterystykę promieniowania całego układu. Elementami układów antenowych mogą być dowolne źródła promieniujące, np. dipole, szczeliny, tuby itp. Elementy promieniujące mogą być rozmieszczone dowolnie, w praktyce jednak wykorzystuje się układy o regularnych kształtach geometrycznych. Największe znaczenie mają *układy liniowe* (w których źródła są rozmieszczone wzdłuż pewnej prostej) oraz *układy płaszczyznowe*. W tym ostatnim przypadku rozróżnia się *układy prostokątne*, które można traktować jako układy liniowe złożone z układów liniowych, oraz *układy pierścieniowe*, w których źródła są rozmieszczone na obwodach kół. Istnieje istotna różnica między antenami aperturowymi i układami antenowymi. W pierwszym przypadku źródło oświetlające wytwarza falę kulistą a zadaniem anteny (reflektora, soczewki) jest przekształcenie tej fali w falę płaską; natomiast w przypadku układów antenowych właściwe zależności fazowe uzyskuje się przed wypromieniowaniem fali, dobierając odpowiednio sposób zasilania poszczególnych źródeł. Charakterystyczną cechą układów antenowych jest łatwość zmiany rozkładu fazy pola w aperturze układu. Ta właściwość jest wykorzystywana do elektronicznego sterowania charakterystyki promieniowania układu [9, 18, 54].

Zgodnie z zasadą przemnażania charakterystyk (p. 2.1.7) charakterystyka promieniowania układu antenowego jest iloczynem charakterystyki promieniowania pojedynczego elementu przez charakterystykę promieniowania układu złożonego ze źródeł izotropowych (mnożnika układu). Dalsze rozważania ograniczymy więc do układów złożonych ze źródeł izotropowych.

2.4.1. LINIOWY UKŁAD ANTENOWY

Rozważmy układ antenowy złożony z N źródeł izotropowych równomiernie rozmieszczonych wzdłuż osi z (rys. 2-25). Zgodnie ze wzorem (2-45) charakterystyka promieniowania takiego układu wyraża się następującą zależnością:

$$f(\Theta) = \left| \sum_{n=1}^{N} A_n e^{j[k(n-1)d\cos\Theta + \vartheta_n]} \right| \qquad (2\text{-}148)$$

w której:

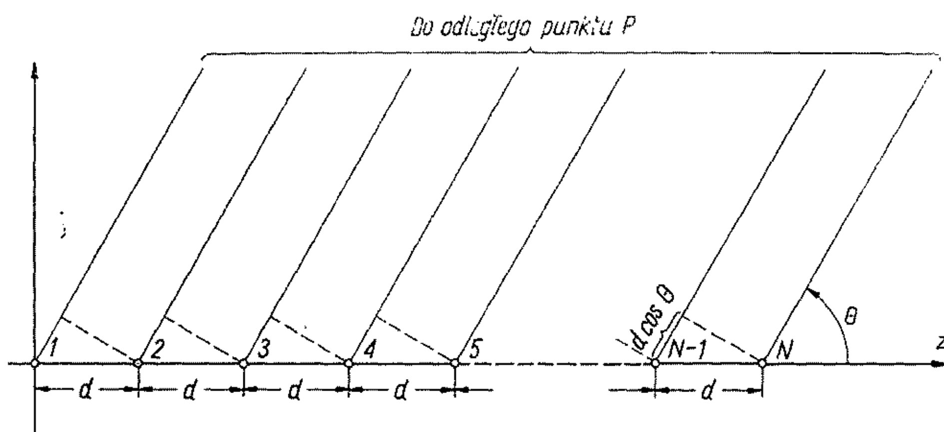
$A_n e^{j\vartheta}\gamma$ — prąd w n-tym elemencie;

d — odległość między elementami.

Ze względu na symetrię układu charakterystyka promieniowania nie zależy od współrzędnej Φ.

Szczególne znaczenie ma przypadek, gdy amplitudy prądów we wszystkich źródłach są jednakowe, a fazy tworzą postęp arytmetyczny

$$A_1 = A_2 = \ldots = A_N = 1$$
$$\vartheta_n = (n-1)\vartheta$$



Rys. 2-25. Liniowy układ antenowy

Wprowadzając nową zmienną

$$u = \frac{1}{2}(kd\cos\Theta + \vartheta) = \frac{\pi d}{\lambda}\cos\Theta + \frac{\vartheta}{2} \tag{2-149}$$

oraz zmieniając granice sumowania w zależności (2-148) możemy wyrażenie na charakterystykę promieniowania jednorodnego układu liniowego przedstawić w postaci uogólnionej

$$f(u) = \left|\sum_{n=0}^{N-1} e^{j2nu}\right| \tag{2-150}$$

Sumę w wyrażeniu (2-150) możemy obliczyć jako sumę N wyrazów postępu geometrycznego z ilorazem e^{j2u}; otrzymujemy wówczas

$$f(u) = \left|\frac{\sin Nu}{\sin u}\right| \tag{2-151}$$

Wyrażenie (2-151) dla $u = 0$ osiąga wartość maksymalną równą N. Unormowaną uogólnioną charakterystykę promieniowania dla liniowego układu antenowego otrzymamy więc dzieląc wyrażenie (2-151) przez N

$$F(u) = \left|\frac{\sin Nu}{N\sin u}\right| \tag{2-152}$$

Funkcja $\sin Nu/N\sin u$ jest funkcją periodyczną z okresem π i symetryczną w stosunku do $u = 0$. Ma ona główne maksima przy $u = 0$; $\pm\pi$; $\pm 2\pi$; ...; między maksimami występuje $(N-1)$ miejsc zerowych leżących w punktach $u = \pm\frac{n}{N}\pi$; $\pm\left(\pi+\frac{n}{N}\pi\right)$; $\pm\left(2\pi+\frac{n}{N}\pi\right)$; ..., przy czym $n = 1, 2, \ldots, N-1$ oraz $N-2$ listków bocznych, których położenia określa równanie $N\operatorname{tg}u_m = \operatorname{tg}Nu_m$. Poziom listków bocznych zmniejsza się przy oddalaniu od każdego głównego maksimum osiągając najmniejszą wartość w środku odległości między głównymi maksimami. Poziom listków bocznych określa w przybliżeniu następująca zależność:

$$F_{b\,max} \approx \frac{1}{N\sin\frac{2n+1}{2N}\pi}, \quad n = 1, 2, \ldots, N-2 \tag{2-153}$$

Przykład uogólnionej charakterystyki promieniowania układu liniowego złożonego z 8 źródeł pokazano na rys. 2-26. *Rzeczywistą* albo *widzialną charakterystykę promieniowania* układu przedstawia ta część charakterystyki uogólnionej, dla której zmienna u leży w granicach wyznaczonych zmianami kąta Θ od 0 do 180°

$$-\frac{\pi d}{\lambda}+\frac{\vartheta}{2} \leqslant u \leqslant \frac{\pi d}{\lambda}+\frac{\vartheta}{2} \tag{2-154}$$

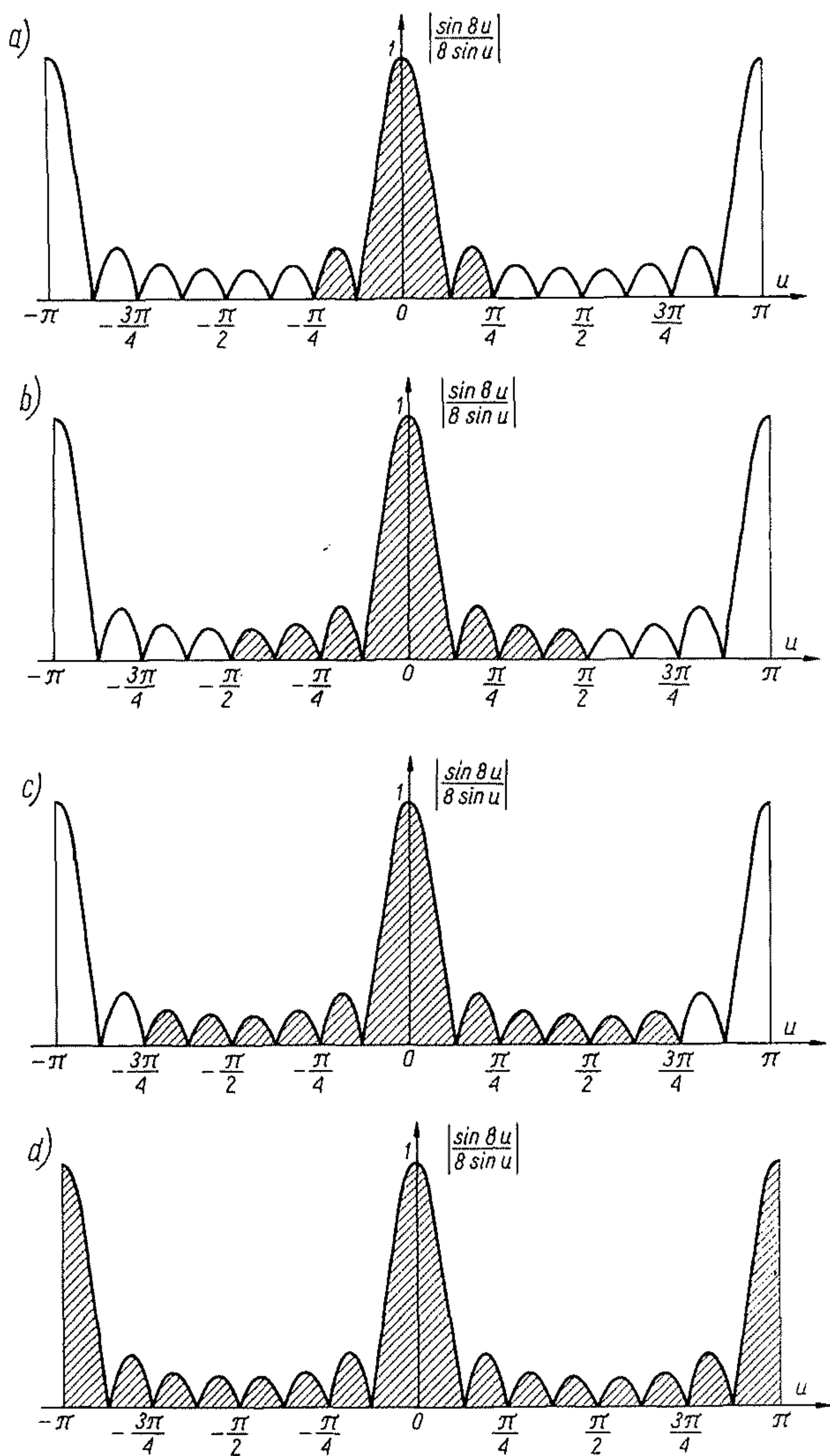
Na rysunku 2-26 zakreskowano tę część uogólnionej charakterystyki, która odpowiada charakterystyce rzeczywistej przy współfazowym pobudzeniu źródeł ($\vartheta = 0$) i różnych odległościach między źródłami.

Charakterystyczną cechą układów współfazowych jest występowanie głównego listka dla $u = 0$ ($\Theta = 90°$), co odpowiada kierunkowi prostopadłemu do osi układu. Z tego powodu układy współfazowe nazywamy *układami z promieniowaniem poprzecznym*. Jeśli odległość między elementami jest mniejsza od długości fali, to w charakterystyce promieniowania układu występuje tylko jeden listek główny (rys. 2-26a, b, c). Jeśli natomiast $d \geqslant \lambda$, to w charakterystyce promieniowania pojawiają się *wtórne maksima dyfrakcyjne*, tzw. *listki układu* odpowiadające wartościom $u = \pm\pi$; $\pm 2\pi$; ... (rys. 2-26d).

Jeśli elementy układu są pobudzane z jednostajną progresją fazy ($\vartheta \neq 0$), to kierunek maksymalnego promieniowania ulega odchyleniu od normalnej do osi układu i może być wyznaczony z zależności

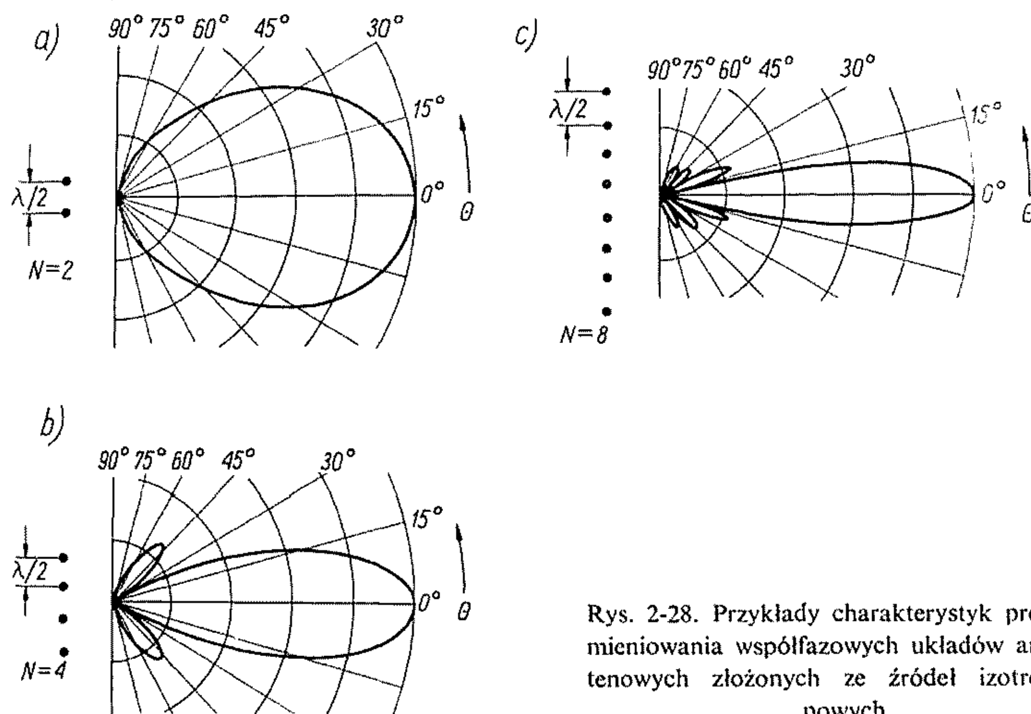
$$\Theta_m = \arccos\left(-\frac{\vartheta\lambda}{2\pi d}\right) \tag{2-155}$$

Zależność kierunku maksymalnego promieniowania od różnicy faz między źródłami jest wykorzystywana do elektrycznego sterowania wiązki [9, 18, 54]. W szczególności gdy przesunięcie fazy między źródłami jest równe opóźnieniu fazy, jakiego doznaje fala przebywając drogę równą odległości między nimi, to kierunek maksymalnego promieniowania pokrywa się z osią układu. Mówimy wówczas o *układzie z promieniowaniem osiowym*.



Rys. 2-26. Uogólniona charakterystyka promieniowania liniowego układu antenowego złożonego z 8 źródeł izotropowych. Część zakreskowana odpowiada rzeczywistej charakterystyce promieniowania ($0 \leqslant \Theta \leqslant \pi$) układu współfazowego dla różnych odległości między źródłami: a) $d = 0{,}25\ \lambda$; b) $d = 0{,}5\ \lambda$; c) $d = 0{,}75\ \lambda$ d) $d = \lambda$

Rzeczywista charakterystyka promieniowania układu z jednostajną progresją fazy nie jest symetryczna względem kierunku $u = 0$ (rys. 2-27). Przy znacznych odchyleniach głównej wiązki od kierunku normalnego do osi układu wiązka ulega poszerzeniu. Występowanie wtórnych maksimów dyfrakcyjnych (listków układu) zależy od długości i przesunięcia fazy między źródłami. Aby zapewnić jednowiązkową charakterystykę promieniowania dla dowolnych przesunięć fazowych, odległość między źródłami powinna być znacznie mniejsza od połowy długości fali. W rzeczywistych układach antenowych odległość ta może być większa, bowiem część listków



Rys. 2-28. Przykłady charakterystyk promieniowania współfazowych układów antenowych złożonych ze źródeł izotropowych

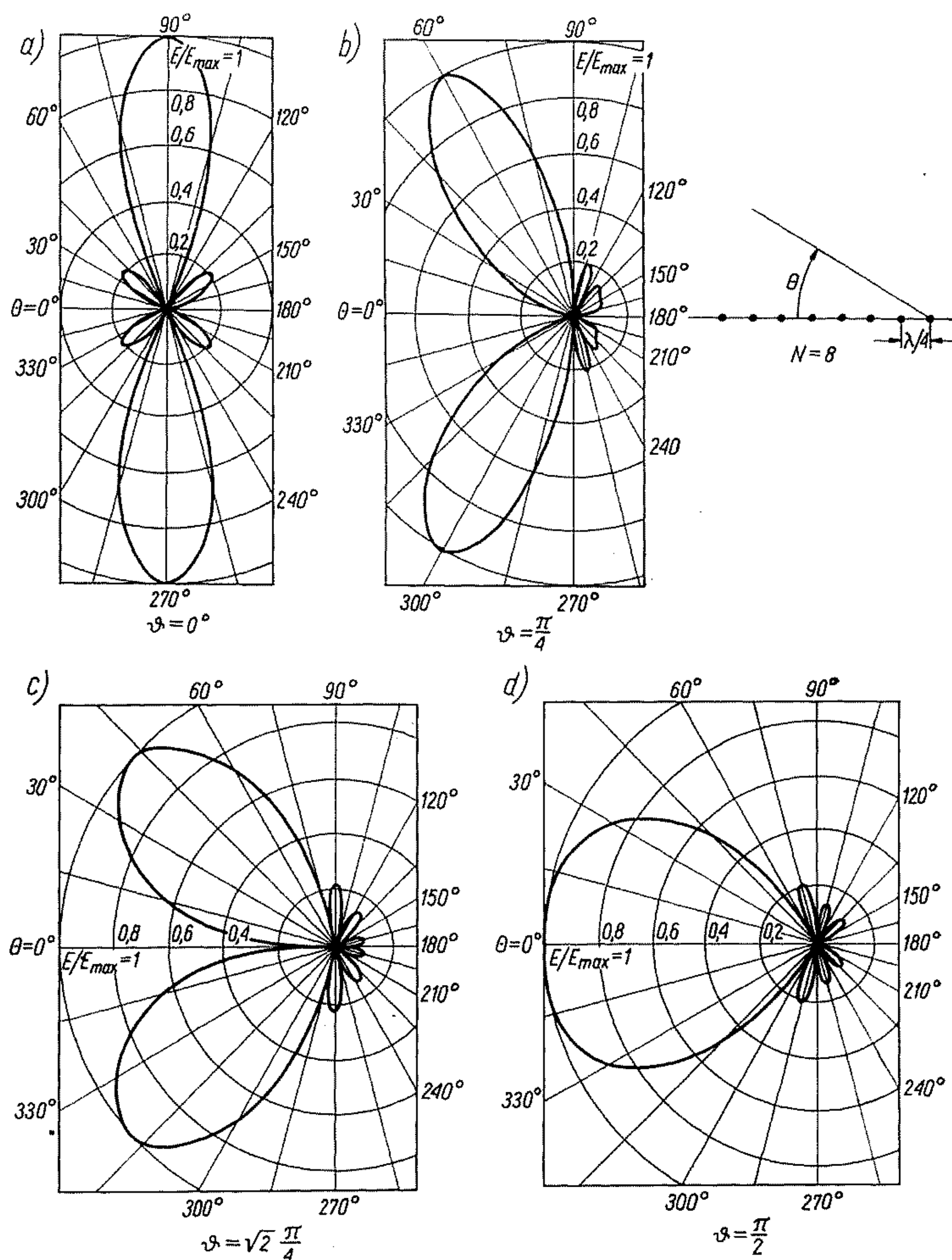
układu ulega stłumieniu wskutek kierunkowej charakterystyki promieniowania pojedynczego elementu.

W przypadku gdy przesunięcie fazy między źródłami przewyższa opóźnienie fazy, jakiego doznaje fala przebywająca drogę między nimi ($|\vartheta| > 2\pi d/\lambda$), rzeczywista charakterystyka promieniowania jest przesunięta w prawo w stosunku do kierunku $u = 0$ (rys. 2-27d). Układ promieniuje maksymalnie wzdłuż swojej osi, ale maksymalna wartość funkcji określającej charakterystykę jest mniejsza od jedności

$$F(u_{max}) < 1$$

Jednocześnie następuje zawężenie głównej wiązki promieniowania i wzrost kierunkowości układu. Zjawisko to nosi nazwę *superkierunkowości*. Towarzyszy mu szybki wzrost dobroci układu ograniczający praktyczne zastosowanie superkierunkowych układów antenowych [18].

Na rysunkach 2-28 i 2-29 przedstawiono przykłady charakterystyk promieniowania liniowych układów antenowych.



Rys. 2-29. Charakterystyka promieniowania liniowego układu antenowego złożonego z 8 źródeł izotropowych ($d = 0{,}25\lambda$) przy różnych przesunięciach fazowych między źródłami: a) $\vartheta = 0$ (układ współfazowy); b) $\vartheta = \frac{\pi}{4}$; c) $\vartheta = \sqrt{2}\,\frac{\pi}{4}$; d) $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ (układ promieniujący osiowo)

Przy analizowaniu charakterystyki promieniowania w otoczeniu listka głównego współfazowego układu antenowego złożonego z dużej liczby elementów można funkcję $\sin u$ występującą w mianowniku wzoru (2-151) zastąpić jej argumentem; otrzymujemy wówczas

$$f(u) \approx \left| \frac{\sin Nu}{Nu} \right| \tag{2-156}$$

Jeśli ponadto przez $Nd = L$ będziemy rozumieli *długość układu*, to wyrażenie (2-156) jest analogiczne do wyrażenia (2-118) uzyskanego dla równomiernie oświetlonej apertury prostokątnej. Szerokość głównej wiązki współfazowego, liniowego układu antenowego jest więc w przybliżeniu równa

$$\alpha \approx 0{,}88 \frac{\lambda}{L} = 0{,}88 \frac{\lambda}{Nd} \tag{2-157}$$

a poziom pierwszego listka bocznego wynosi $-13{,}2$ dB. Przy odchyleniu wiązki od kierunku normalnego do osi układu jej szerokość zwiększa się w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalnie do wartości $\sin \Theta_m$.

Kierunkowość liniowego współfazowego układu antenowego może być obliczona w ogólnym przypadku dowolnego rozkładu amplitud. Przyjmując we wzorze (2-148) $\vartheta_n = 0$ i podstawiając go do zależności (1-9) otrzymujemy po wykonaniu całkowania i uporządkowaniu [3, 18]

$$D = \frac{\sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} A_m A_n}{\sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} A_m A_n S_{mn}} \tag{2-158}$$

przy czym

$$S_{mn} = \frac{\sin[kd(m-n)]}{kd(m-n)}$$

Jeśli odległość między źródłami jest równa $\lambda/2$, to wyrażenie (2-158) sprowadza się do postaci

$$D = \frac{[\sum_{n=1}^{N} A_n]^2}{\sum_{n=1}^{N} A_n^2} \tag{2-159}$$

a jeśli ponadto wszystkie amplitudy są jednakowe, to kierunkowość jest równa liczbie źródeł

$$D = N \tag{2-160}$$

Korzystając z wprowadzonego poprzednio pojęcia długości układu możemy jego kierunkowość wyrazić w następującej postaci:

$$D = 2\frac{L}{\lambda} \tag{2-161}$$

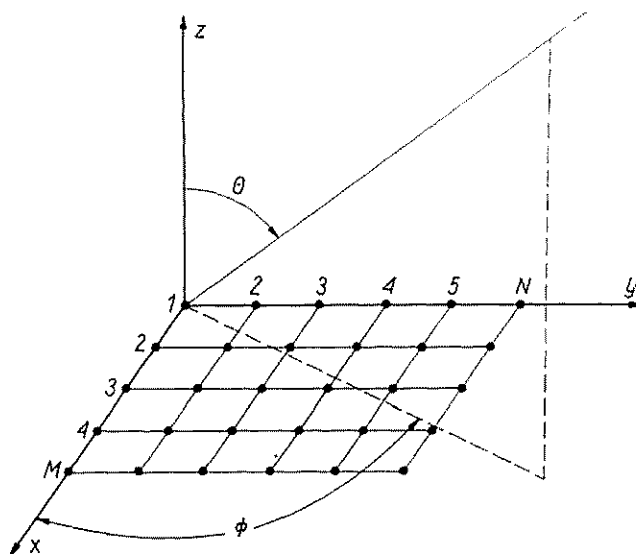
Dzieląc zależność (2-161) przez 1,64 otrzymujemy wyrażenie na zysk energetyczny układu współfazowego w odniesieniu do dipola półfalowego

$$G_{\lambda/2} \approx 1{,}22\frac{L}{\lambda} \tag{2-162}$$

Wzór (2-162) daje dostatecznie dobre dla praktyki przybliżenie również w tych przypadkach, w których odległość między elementami różni się od $\lambda/2$.

2.4.2. PROSTOKĄTNY UKŁAD ANTENOWY

Rozważmy układ antenowy złożony z MN źródeł izotropowych rozmieszczonych w wierzchołkach prostokątnej siatki leżącej w płaszczyźnie xy (rys. 2-30).



Rys. 2-30. Prostokątny układ antenowy

Układ taki możemy uważać za układ liniowy złożony z M źródeł, z których każde jest układem liniowym złożonym z N źródeł. Zgodnie z zasadą przemnażania charakterystyk, mnożnik płaskiego układu prostokątnego możemy zapisać w postaci

$$F(\Theta, \Phi) = \left| \frac{\sin Mu_1}{M\sin u_1} \frac{\sin Nu_2}{N\sin u_2} \right| \tag{2-163}$$

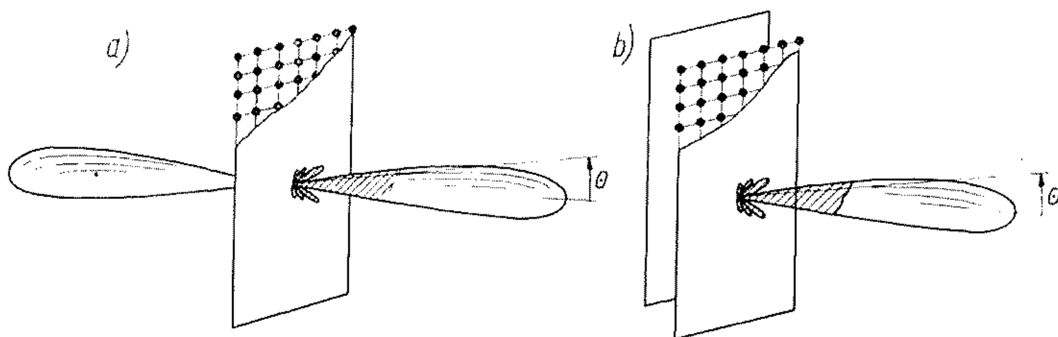
przy czym:

$$u_1 = \frac{\pi d_1}{\lambda}\sin\Theta\cos\Phi + \frac{\vartheta_1}{2};$$

$$u_2 = \frac{\pi d_2}{\lambda}\sin\Theta\sin\Phi + \frac{\vartheta_2}{2};$$

d_1 — odległość między źródłami mierzona wzdłuż osi x;
d_2 — odległość między źródłami mierzona wzdłuż osi y.

Przy współfazowym pobudzeniu wszystkich źródeł, kierunek maksymalnego promieniowania jest prostopadły do płaszczyzny układu. W charakterystyce promieniowania występują przy tym dwie jednakowe główne wiązki promieniowania mające kształt cygara (rys. 2-31a). W wielu praktycznych zastosowaniach wymagane jest promieniowanie jednokierunkowe, które można uzyskać przez umieszczenie układu antenowego obok płaskiego ekranu metalowego (rys. 2-31b). Działanie



Rys. 2-31. Charakterystyka promieniowania prostokątnego układu antenowego: a) bez reflektora; b) z reflektorem

ekranu można uwzględnić stosując metodę odbić zwierciadlanych. Zmieniając fazy prądów w źródłach można zmieniać położenie głównej wiązki promieniowania w przestrzeni. Należy przy tym pamiętać, że podobnie jak w przypadku układu liniowego, odchylaniu wiązki od kierunku normalnego do płaszczyzny układu towarzyszy wzrost jej szerokości.

2.4.3. UKŁADY ANTENOWE Z NIERÓWNOMIERNIE ROZMIESZCZONYMI ELEMENTAMI

Dotychczas rozważaliśmy układy antenowe, w których odległości między elementami były jednakowe. W przypadku układów antenowych o znacznych rozmiarach prowadzi to do bardzo dużej liczby elementów promieniujących i wiąże się z poważnym skomplikowaniem konstrukcji układu. W związku z tym wydaje się celowe rozpatrzenie możliwości zmniejszenia liczby elementów w układzie przy zachowaniu jego rozmiarów przez nierównomierne rozmieszczenie elementów. Badanie teoretyczne takich układów jest bardzo trudnym zagadnieniem, dotychczas w pełni nie rozwiązanym [3, 18, 46]. Do analizy i syntezy *układów antenowych z nierównomiernie rozmieszczonymi elementami* stosuje się rozmaite metody; można je podzielić na następujące grupy: a) metody prób, do których należy zaliczyć metodę kolejnych przybliżeń, oraz metody wykorzystujące maszyny cyfrowe; b) metody wykorzystujące aproksymację mnożnika układu za pomocą szeregów i sprowadzenie do ekwiwalentnego układu jednorodnego; c) metody statystyczne.

W układzie antenowym z nierównomiernie rozmieszczonymi elementami nie jest zachowana periodyczność mnożnika układu (w odniesieniu do uogólnionej współ-

rzędnej kątowej u) i dlatego ulegają likwidacji — a przynajmniej wyraźnemu zmniejszeniu — główne maksima dyfrakcyjne wyższych rzędów (listki układu). Dzięki temu układy antenowe z nierównomiernie rozmieszczonymi elementami charakteryzują się następującymi właściwościami:

— mniejszą liczbą elementów promieniujących w stosunku do układu jednorodnego o tych samych rozmiarach;

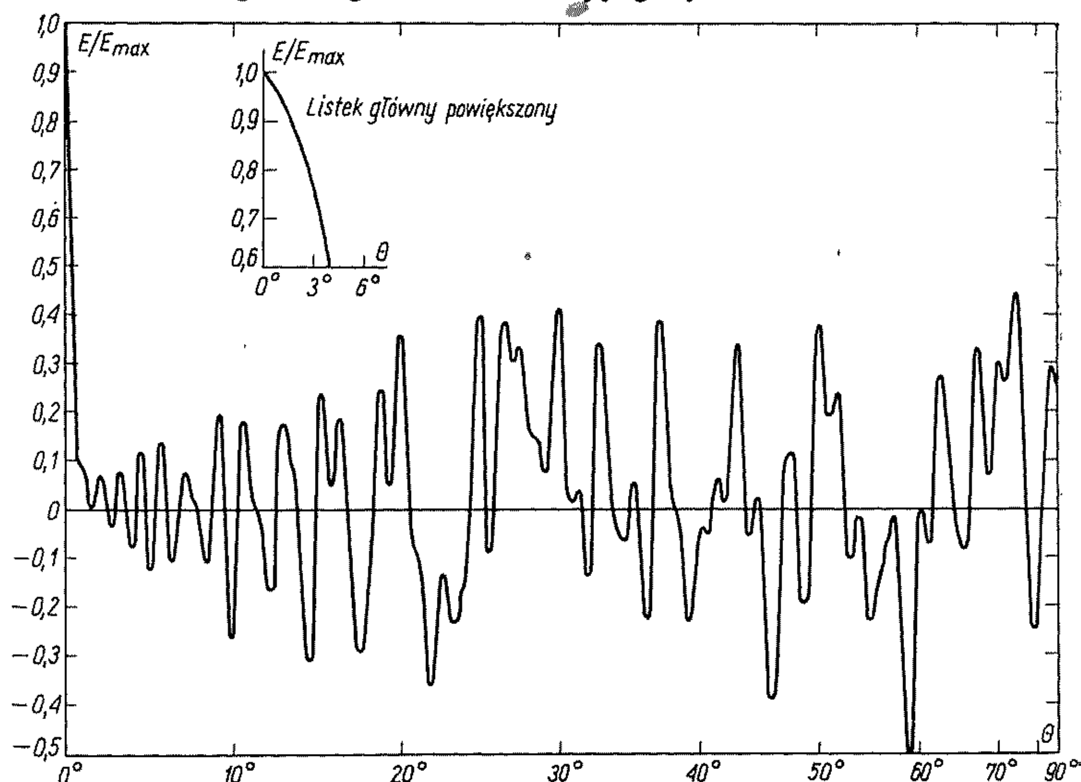
— szerszym zakresem częstotliwości i szerszym przedziałem tzw. przemiatania wiązki bez obawy pojawienia się maksimów dyfrakcyjnych wyższych rzędów;

— możliwością wpływania na poziom listków bocznych w określonych częściach charakterystyki promieniowania;

— uproszczeniem sposobu zasilania.

Zysk układu antenowego jest proporcjonalny do liczby elementów w układzie. Tak więc usunięcie z układu pewnej liczby elementów powoduje zmniejszenie zysku energetycznego nawet wówczas, gdy szerokość głównej wiązki promieniowania nie ulegnie zmianie. Jeśli więc szerokość głównej wiązki promieniowania nie ulega zmianie przy zmniejszaniu liczby elementów w układzie, to musi wzrastać średni poziom listków bocznych.

Jako przykład na rys. 2-32 przedstawiono charakterystykę promieniowania układu antenowego o długości 100λ zawierającego tylko 25 nierównomiernie roz-



Rys. 2-32. Charakterystyka promieniowania układu antenowego o długości 100λ złożonego z 25 nierównomiernie rozmieszczonych elementów promieniujących (według M. I. Skolnik: Introduction to Radar Systems, McGraw-Hill, New York; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company).

mieszczonych elementów, przy czym najmniejsza odległość między elementami wynosi 2λ [46]. Rozmieszczenie elementów jest symetryczne względem środka układu, a odległość między elementami wzrasta w miarę zbliżania się do jego brzegów. Szerokość głównej wiązki promieniowania omawianego układu wynosi 0,65°, podczas gdy szerokość głównej wiązki promieniowania układu jednorodnego o długości 100λ zawierającego 200 elementów odległych od siebie o $\lambda/2$ jest równa 0,51°. Jeśliby 25 elementów rozmieścić równomiernie wzdłuż apertury 100λ (odległość między elementami wyniosłaby wówczas 4λ), to szerokość głównej wiązki promieniowania tego układu byłaby prawie taka sama jak dla układu zawierającego 200 elementów, ale pojawiłyby się listki układu przy wartościach Θ równych: $\pm 14{,}5°$; $\pm 30°$; $\pm 48{,}5°$ i $\pm 90°$.

2.5. OGÓLNE ZASADY SYNTEZY CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA

Często spotykamy się z zadaniem znalezienia rozkładu pola w aperturze, który wytwarzałby zadaną charakterystykę promieniowania. Zadanie to nosi nazwę *syntezy charakterystyki promieniowania* [33]. Ograniczymy nasze zainteresowania dla jednowymiarowej apertury liniowej o długości l. W p. 2.3.4 i 2.3.5 ustaliliśmy związki między charakterystyką promieniowania $f(u)$ a funkcją rozkładu pola w aperturze $g(p)$:

$$f(u) = \int_{-1}^{1} g(p)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}up}\,\mathrm{d}p \tag{2-164}$$

$$g(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(u)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}up}\,\mathrm{d}u \tag{2-165}$$

przy czym:

$$p = \frac{2x}{l};$$

$$u = \frac{\pi l}{\lambda}\sin\Theta;$$

x — współrzędna punktu w aperturze.

Równanie (2-164) jest równaniem całkowym Fredholma pierwszego rodzaju ze względu na $g(p)$. W ogólnym przypadku, tj. przy dowolnie zadanej funkcji $f(u)$, równanie to nie jest rozwiązywalne. Rzeczywiście, jeżeli we wzorze (2-164) rozciągniemy granice całkowania od $-\infty$ do $+\infty$, to dla $|p| > 1$ musimy przyjąć $g(p) = 0$; ze wzoru (2-165) wynika natomiast, że przy dowolnie zadanej funkcji $f(u)$ funkcja $g(p)$ może przybierać wartości różne od zera również dla $|p| > 1$.

W związku z tym w praktyce zadowalamy się poszukiwaniem rozwiązań przybliżonych. W tym sensie zadanie syntezy charakterystyki promieniowania polega

na znalezieniu takiego rozkładu pola w aperturze o skończonych rozmiarach, który wytwarza charakterystykę promieniowania będącą najlepszym przybliżeniem zadanej charakterystyki przy ustalonym kryterium optymalizacji.

2.5.1. METODA PRZEKSZTAŁCENIA FOURIERA

Przy zadanej charakterystyce promieniowania $f(u)$ możemy, korzystając ze wzoru (2-165) obliczyć funkcję rozkładu $g(p)$. Jeśli teraz wykorzystamy tylko tę część funkcji rozkładu, która leży w przedziale $|p| \leqslant 1$, to odpowiadająca jej charakterystyka promieniowania będzie oczywiście tylko w przybliżeniu odpowiadała założonej charakterystyce. Równanie przybliżonej charakterystyki promieniowania znajdziemy podstawiając zależność (2-165) do wzoru (2-164), przy czym dla uniknięcia dwuznaczności zmienimy oznaczenie zmiennej całkowania w zależności (2-165) na u'; otrzymujemy wówczas

$$f_a(u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^{1} \int_{-\infty}^{\infty} f(u') e^{jp(u-u')} du' dp = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(u') \frac{\sin(u-u')}{(u-u')} du' \quad (2\text{-}166)$$

Można wykazać [33], że funkcja $f_a(u)$ aproksymuje żądaną charakterystykę promieniowania w sensie najmniejszego średniego kwadratowego odchylenia. W tym sensie charakterystyka $f_a(u)$ jest charakterystyką optymalną, przy czym im większe są rozmiary apertury, tym uzyskane przybliżenie jest lepsze.

W przypadku syntezy charakterystyki promieniowania układów antenowych złożonych z dyskretnych elementów promieniujących możemy stosować podobne rozumowanie z tym, że zamiast z całki należy korzystać z szeregu Fouriera.

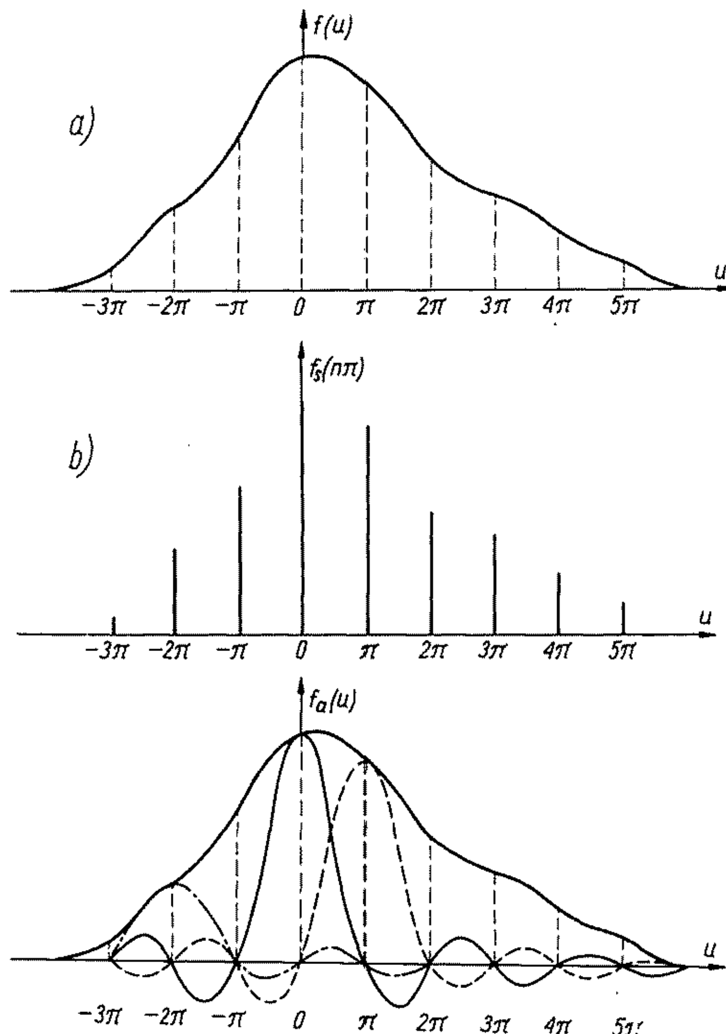
2.5.2. METODA WOODWARDA

Najmniejsze średnie kwadratowe odchylenie nie jest jedynym kryterium umożliwiającym dokonanie syntezy charakterystyki promieniowania. Inna metoda aproksymacji żądanej charakterystyki promieniowania polega na składaniu jej ze skończonej liczby próbek. Ta metoda, zaproponowana przez Woodwarda, opiera się na znanym w teorii informacji twierdzeniu Kotielnikowa, które głosi: „jeżeli przebieg czasowy $f(t)$ nie zawiera składowych o częstotliwościach większych od W, to jest on w zupełności określony przez podanie jego rzędnych (próbek) w odstępach $\tau = 1/2W$". Twierdzenie to w zastosowaniu do anten mówi, że charakterystyka promieniowania $f(u)$ anteny o skończonej aperturze jest w pełni określona przez podanie jej wartości w punktach odległych od siebie o π radianów. Na rys. 2-33a przedstawiono charakterystykę promieniowania $f(u)$ oraz punkty próbkowania $n\pi$; wartości próbek $f(n\pi)$, które określają charakterystykę promieniowania pokazano na rys. 2-33b.

Przybliżoną charakterystykę promieniowania $f_a(u)$ możemy zbudować z funkcji typu $\sin u/u$ przeskalowanych stosownie do wartości próbek (rys. 2-33c).

$$f_a(u) = \sum_{n=-N}^{N} f(n\pi) \frac{\sin(u-n\pi)}{u-n\pi} \quad (2\text{-}167)$$

przy czym maksymalną wartość N należy tak dobrać, aby zmienna u nie przekraczała zakresu charakterystyki mierzalnej, tzn. aby $-\frac{\pi l}{\lambda} \leqslant u \leqslant \frac{\pi l}{\lambda}$, stąd $|N| < l/\lambda$. Funkcja $\sin u/u$ jest bardzo dogodna do konstruowania przybliżonej charakterystyki promieniowania. Przyjmuje ona wartość równą 1 w określonym punkcie próbkowania oraz wartości równe zeru we wszystkich pozostałych punktach próbkowania.



Rys. 2-33. Synteza charakterystyki promieniowania metodą Woodwarda: a) zadana charakterystyka $f(u)$ z zaznaczonymi punktami próbkowania; b) wartości próbek; c) przybliżona charakterystyka $f_a(u)$ zbudowana z funkcji typu sin u/u

Ponadto charakterystykę typu $\sin u/u$ można, jak wiemy, łatwo uzyskać przy równomiernym oświetleniu apertury. Rozkład pola w aperturze znajdziemy wstawiając zależność (2-167) do wzoru (2-165) i wykonując całkowanie

$$g(p) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-N}^{N} f(n\pi) e^{-jn\pi p} \tag{2-168}$$

Rozkład pola w aperturze jest więc sumą tylu rozkładów częściowych, ile próbek pobrano z zadanej charakterystyki. Każdy rozkład częściowy jest rozkładem o stałej amplitudzie proporcjonalnej do wartości próbki i liniowo zmieniającej się fazie. Rozkład fazy wzdłuż apertury jest przy tym taki, że kierunek maksymalnego promieniowania n-tego rozkładu częściowo przypada dla $u = n\pi$.

Zasadnicza różnica między metodą przekształcenia Fouriera a metodą Woodwarda polega na tym, że pierwsza daje charakterystykę, której średnie kwadratowe odchylenie od zadanej charakterystyki jest najmniejsze, podczas gdy druga zapewnia charakterystykę pokrywającą się z zadaną charakterystyką w skończonej liczbie punktów. Zachowanie się syntetyzowanej charakterystyki między punktami próbkowania w metodzie Woodwarda nie jest kontrolowane. Średnie kwadratowe odchylenie przy metodzie Woodwarda może więc być większe niż przy metodzie przekształcenia Fouriera. Jednak kryterium najmniejszego średniego odchylenia kwadratowego nie we wszystkich przypadkach jest najlepszym kryterium zgodności charakterystyki syntetyzowanej z założoną.

Metoda przekształcenia Fouriera jest dogodniejsza w tych przypadkach, gdy zadana charakterystyka może być przedstawiona w postaci analitycznej i gdy wykonanie całkowania nie przedstawia trudności, natomiast metoda Woodwarda jest dogodniejsza wówczas, gdy zadana charakterystyka ma kształt skomplikowany, trudny do przedstawienia w postaci analitycznej.

Dla zilustrowania omówionych metod syntezy charakterystyki rozważymy konkretny przykład. Powiedzmy, że za pomocą apertury o długości $l = 100\lambda$ chcemy uzyskać charakterystykę promieniowania równomierną w przedziale $|\Theta| \leqslant 1{,}75°$ i równą zeru poza tym przedziałem (rys. 2-34a). Równanie zadanej charakterystyki możemy więc zapisać w postaci:

$$f(u) = 1 \text{ w przedziale } -u_m \leqslant u \leqslant u_m$$
$$f(u) = 0 \text{ (poza tym przedziałem)}$$

przy czym $u_m = (\pi l/\lambda)\sin\Theta_m = 9{,}6$.

Podstawiając do wzoru (2-166) zamiast $f(u)$ podaną wyżej funkcję otrzymujemy

$$f_a(u) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-u_m}^{u_m}\frac{\sin(u-u')}{u-u'}du' = \frac{1}{\pi}[\mathrm{Si}(u+u_m)-\mathrm{Si}(u-u_m)]$$

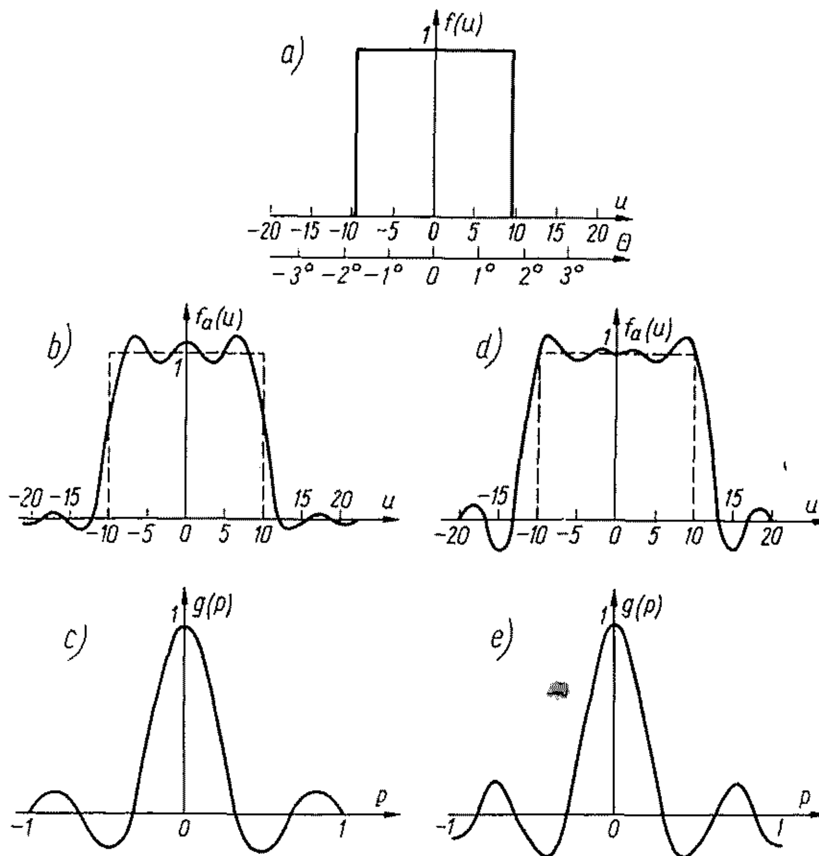
przy czym $\mathrm{Si}(u)$ oznacza sinus całkowy. Wykres przybliżonej charakterystyki promieniowania uzyskanej metodą przekształcenia Fouriera przedstawiono na rys. 2-34b. Aby uzyskać taką charakterystykę promieniowania, rozkład pola w aperturze musi mieć kształt określony następującą zależnością:

$$g(p) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-u_m}^{u_m} e^{jup}du = \frac{\sin(pu_m)}{\pi p}$$

Wykres rozkładu pola w aperturze pokazano na rys. 2-34c.

Postaramy się teraz uzyskać tę samą charakterystykę promieniowania metodą Woodwarda. W obszarze żądanej charakterystyki mieści się 7 niezerowych próbek ($N = 3$); ze wzoru (2-167) otrzymujemy więc

$$f_a(u) = \sum_{n=-3}^{3} \frac{\sin(u-n\pi)}{u-n\pi}$$



Rys. 2-34. Przykład syntezy charakterystyki promieniowania: a) zadana charakterystyka promieniowania; b) przybliżona charakterystyka promieniowania uzyskana metodą przekształcenia Fouriera; c) rozkład pola aperturze odpowiadający charakterystyce przedstawionej na rys. b); d) przybliżona charakterystyka promieniowania uzyskana metodą Woodwarda; e) rozkład pola w aperturze odpowiadający charakterystyce przedstawionej na rys. d)

Wykres tej charakterystyki przedstawiono na rys. 2-34d. Rozkład pola zapewniający charakterystykę Woodwarda otrzymujemy ze wzoru (2-168)

$$g(p) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-3}^{3} e^{jn\pi p} = \frac{1}{2\pi}[1+2\cos(\pi p)+2\cos(2\pi p)+2\cos(3\pi p)]$$

Rozkład ten zilustrowano wykresem na rys. 2-34e.

2.5.3. UKŁADY ANTENOWE DOLPHA-CZEBYSZEWA

Jednym z ważnych zadań w zakresie syntezy charakterystyki promieniowania jest znalezienie rozkładu pola zapewniającego najmniejszą szerokość głównej wiązki promieniowania przy założonym poziomie listków bocznych. Dla współfazowych układów antenowych z równomiernie rozmieszczonymi elementami promieniującymi zadanie to zostało rozwiązane przez Dolpha na podstawie wielomianów Czebyszewa [8, 26, 33].

Rozważmy liniowy układ antenowy złożony z parzystej liczby $2N$ współfazowych elementów promieniujących. Zgodnie ze wzorem (2-148) charakterystyka promieniowania takiego układu wyraża się zależnością

$$f(\Theta) = 2\sum_{n=1}^{N} A_n \cos[(2n-1)u] \tag{2-169}$$

przy czym

$$u = \frac{\pi d}{\lambda}\cos\Theta \qquad \frac{\lambda}{2} \leqslant d < \lambda$$

Prawa strona zależności (2-169) jest wielomianem $2N-1$ stopnia ze względu na $\cos u$. Nasuwa się więc myśl, aby charakterystykę promieniowania rozważanego układu wyrazić za pomocą wielomianu Czebyszewa $2N-1$ stopnia. Wielomiany Czebyszewa można zdefiniować w następujący sposób:

$$T_N(x) = \begin{cases} \cos(N\arccos x) & \text{dla } |x| \leqslant 1 \\ \cosh(N\operatorname{arcosh} x) & \text{dla } |x| \geqslant 1 \end{cases} \tag{2-170}$$

Charakteryzują się one właściwościami:

— niezależnie od stopnia dla $x = 1$ przyjmują wartość równą 1 a dla $x = -1$ przyjmują wartość równą $(-1)^{\nu}$;

— dla wartości x leżących w przedziale $(-1, +1)$ wartości wszystkich wielomianów leżą między rzędnymi $+1$ i -1;

— wszystkie pierwiastki wielomianów leżą w przedziale $(-1, +1)$, a wszystkie ekstrema mają wartość ± 1.

Jeśli więc charakterystykę promieniowania naszego układu wyrazimy za pomocą wielomianu Czebyszewa

$$f(\Theta) = T_{2N-1}(z_0 \cos u) \tag{2-171}$$

to będzie ona miała następujące właściwości:

— wszystkie listki boczne będą miały jednakowy poziom równy $W_b = 1/T_{2N-1}(z_0)$;

— szerokość głównej wiązki promieniowania będzie najmniejsza przy założonym poziomie listków bocznych.

Amplitudy prądów w poszczególnych elementach znajdziemy przyrównując odpowiednie współczynniki wielomianu Czebyszewa (2-171) oraz sumy (2-169)

$$2\sum_{n=1}^{N} A_n \cos[(2n-1)u] = T_{2N-1}(z_0 \cos u) \tag{2-172}$$

przy czym współczynnik z_0 wyraża się przez założony poziom listków bocznych

$$z_0 = \cosh\left(\frac{1}{2N-1}\operatorname{arcosh}\frac{1}{W_b}\right) \tag{2-173}$$

Dla przykładu znajdziemy amplitudę prądów w źródłach układu antenowego złożonego z 8 elementów przy założeniu, że poziom listków bocznych powinien wynosić −26 dB.

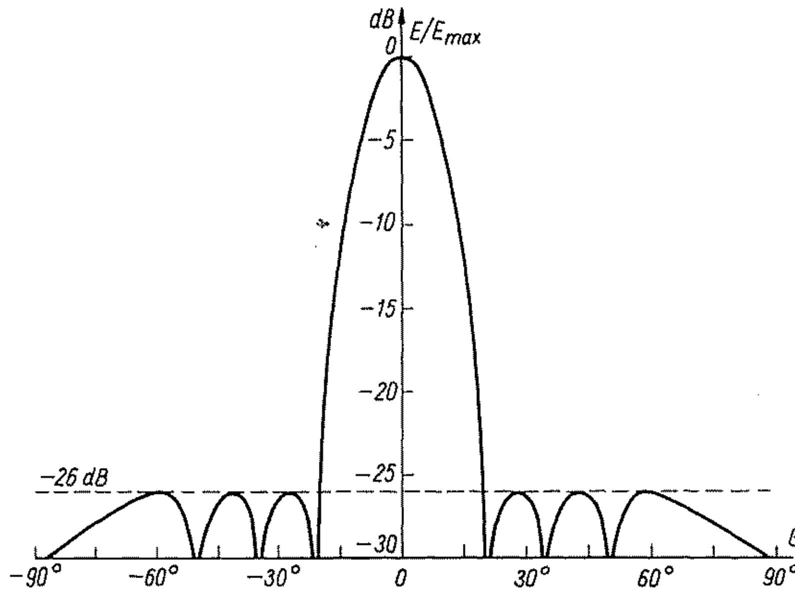
Obliczmy sumę po lewej stronie zależności (2-172) grupując wyrazy zawierające $\cos u$ w jednakowej potędze

$$f(u) = 64A_4\cos^7 u+(16A_3-112A_4)\cos^5 u$$
$$(4A_2-20A_3+56A_4)\cos^3 u+(A_1-3A_2+5A_3-7A_4)\cos u$$

Wielomian Czebyszewa 7 stopnia ma postać

$$T_7(x) = 64x^7-112x^5+56x^3-7x$$

Porównując zgodnie ze wzorem (2-172) współczynniki wielomianu Czebyszewa i obliczonej wyżej sumy otrzymujemy układ równań z którego możemy wyznaczyć



Rys. 2-35. Charakterystyka promieniowania układu Czebyszewa ułożonego z 8 izotropowych elementów antenowych; poziom listków bocznych −26 dB

amplitudę prądów w źródłach. W szczególności z porównania współczynników przy najwyższej potędze $\cos u$ otrzymujemy

$$64A_4 = 64z_0^7$$

skąd

$$A_4 = z_0^7$$

Dla przyjętego poziomu listków bocznych $W_b = 0{,}05$. Wstawiając tę wartość do wyrażenia (2-173) znajdujemy z_0

$$z_0 = \cosh\left(\frac{1}{7}\operatorname{arcosh}\frac{1}{0{,}05}\right) = 1{,}14$$

i wobec tego

$$A_4 = 1{,}14^7 = 2{,}47$$

W podobny sposób znajdujemy pozostałe współczynniki:

$$A_3 = 4{,}34 \qquad A_2 = 6{,}62 \qquad A_1 = 8{,}17$$

Względny rozkład amplitud prądów w poszczególnych źródłach jest następujący: 0,30; 0,53; 0,81; 1,00; 1,00; 0,81; 0,53; 0,30.

Charakterystykę promieniowania rozważanego układu przedstawiono na rys. 2-35.

2.6. WPŁYW BŁĘDÓW LOSOWYCH NA PARAMETRY ANTEN

Porównując zmierzoną charakterystykę promieniowania anteny z charakterystyką teoretyczną zawsze obserwujemy pewne rozbieżności, szczególnie w obszarze listków bocznych. Na ogół rozbieżności te nie są spowodowane błędami teorii, lecz faktem, że w praktyce nie jesteśmy w stanie uzyskać dokładnie założonego teoretycznie rozkładu pola w aperturze. Błędy w rozkładzie pola w aperturze możemy podzielić na błędy systematyczne i błędy losowe. Zajmiemy się teraz wpływem błędów losowych na charakterystykę promieniowania anteny. Zaczniemy od układów antenowych złożonych z dyskretnych elementów promieniujących.

Rozważmy liniowy układ antenowy złożony z N równomiernie rozmieszczonych izotropowych elementów promieniujących, który już analizowaliśmy w p. 2.4.1. Zespolona charakterystyka promieniowania tego układu wyraża się wzorem

$$f(\Theta) = \sum_{n=1}^{N} A_n e^{j[k(n-1)d\cos\Theta + \vartheta_n]} \tag{2-174}$$

W ogólnym przypadku zarówno amplitudy jak i fazy prądów w poszczególnych elementach, a także ich położenia są obarczone błędami losowymi. Ograniczymy się tu jednak tylko do rozważenia wpływu błędów fazowych. Założymy więc, że fazę prądu w n-tym elemencie możemy przedstawić w postaci

$$\vartheta_n = \vartheta_{on} + \delta_n \tag{2-175}$$

przy czym ϑ_{on} oznacza fazę właściwą, a δ_n — błąd fazowy. Załóżmy dalej, że błędy fazowe mają rozkład normalny z wartością średnią równą zeru oraz że błędy fazowe w poszczególnych elementach są nieskorelowane. Warto jeszcze zauważyć, że wpływ błędów w położeniu elementów promieniujących można uwzględnić przez wprowadzenie ekwiwalentnego błędu fazowego.

Uwzględniając zależność (2-175) wyrażenie na charakterystykę promieniowania układu możemy przedstawić w postaci

$$f(\Theta) = \sum_{n=1}^{N} A_n e^{j\Psi_n} e^{j\delta_n} \tag{2-176}$$

przy czym

$$\Psi_n = k(n-1)d\cos\Theta + \vartheta_{on}$$

Obliczymy teraz średnią charakterystykę promieniowania mocy

$$\overline{f(\Theta)f^*(\Theta)} = \sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N} A_m A_n e^{j(\Psi_m-\Psi_n)} \overline{e^{j(\delta_m-\delta_n)}} \tag{2-177}$$

Wartość średnia funkcji eksponencjonalnej w wyrażeniu (2-177) — przy założeniu normalnego rozkładu błędów fazowych i braku korelacji między błędami w poszczególnych źródłach — jest równa [48]

$$\overline{e^{j(\delta_m-\delta_n)}} = e^{-\sigma^2+\sigma^2\varrho(m,\,n)} \tag{2-178}$$

przy czym:

$\sigma^2 = \overline{\delta_m^2} = \overline{\delta_n^2}$ — dyspersja błędów fazowych

$\varrho(m, n) = 1$ dla $m = n$

$\varrho(m, n) = 0$ dla $m \neq n$

Jeżeli błędy fazowe są małe ($\sigma \ll 1$), to funkcję eksponencjalną we wzorze (2-178) możemy rozłożyć na szereg i zachować tylko pierwsze dwa wyrazy szeregu, wówczas otrzymujemy

$$\overline{e^{j(\delta_m-\delta_n)}} \approx 1-\sigma^2+\sigma^2\varrho(m,\,n) \tag{2-179}$$

Uwzględniając powyższą zależność możemy wyrażenie na średnią charakterystykę promieniowania mocy zapisać w ostatecznej postaci

$$\overline{f(\Theta)f^*(\Theta)} = (1-\sigma^2)f_0^2(\Theta)+\sigma^2\sum_{n=1}^{N} A_n^2 \tag{2-180}$$

przy czym $f_0(\Theta)$ jest charakterystyką promieniowania układu przy braku błędów fazowych.

Pierwszy człon w wyrażeniu (2-180) przedstawia charakterystykę promieniowania układu bez błędów przeskalowaną w stosunku $(1-\sigma^2)$, natomiast drugi człon reprezentuje promieniowanie izotropowe. Przy wzroście błędów fazowych drugi człon zaczyna odgrywać decydującą rolę; obecność błędów powoduje więc upodabnianie się układu do źródła izotropowego. Błędy fazowe odbijają się zatem przede wszystkim na poziomie listków bocznych, powodując jego wzrost.

Dzieląc obustronnie wyrażenie (2-180) przez kwadrat maksymalnej wartości modułu charakterystyki promieniowania przy braku błędów fazowych f_{0m}^2 wyzna-

czamy stosunek kierunkowości układu z błędami do kierunkowości układu bez błędów

$$\frac{D}{D_0} = 1-\sigma^2+\frac{\sigma^2 \sum\limits_{n=1}^{N} A_n^2}{f_{0m}^2} \tag{2-181}$$

W szczególności przy równomiernym i współfazowym pobudzaniu elementów wyrażenie (2-181) przyjmuje postać

$$\frac{D}{D_0} = 1-\sigma^2+\frac{\sigma^2}{N} \tag{2-182}$$

Jeśli dyspersja błędów fazowych nie zależy od liczby elementów w układzie, to przy dużej liczbie elementów zmniejszenie kierunkowości układu jest liczbowo równe dyspersji błędów fazowych; jeśli jednak dyspersja błędów fazowych zwiększa się wraz ze wzrostem liczby elementów w układzie (niekoniecznie proporcjonalnie), to począwszy od pewnej wartości zwiększanie liczby elementów promieniujących nie przyczyni się już do wzrostu kierunkowości układu, a nawet może powodować jej zmniejszanie.

Rozważymy teraz jednowymiarową aperturę liniową z ciągłym rozkładem pola. W tym przypadku nie możemy już założyć, że błędy fazowe są ze sobą nieskorelowane, wystąpienie błędu w jakimś punkcie apertury powoduje bowiem zakłócenie rozkładu pola również w otoczeniu tego punktu. Załóżmy współczynnik korelacji błędów fazowych w postaci

$$\varrho(p,p') = \mathrm{e}^{-\frac{(p-p')^2}{c^2}} \tag{2-183}$$

przy czym c jest promieniem korelacji.

Charakterystykę promieniowania apertury liniowej z uwzględnieniem błędów fazowych możemy zapisać w następującej postaci (p. 2.3.4 i 2.3.5):

$$f(u) = \int\limits_{-1}^{1} g(p)\mathrm{e}^{j[up+\delta(p)]}\mathrm{d}p \tag{2-184}$$

przy czym $\delta(p)$ jest rozkładem błędów fazowych.

Uwzględniając zależność (2-184) wyrażenie na średnią charakterystykę promieniowania mocy przedstawimy w następującej postaci:

$$\overline{f(u)f^*(u)} = \int\limits_{-1}^{1}\int\limits_{-1}^{1} g(p)g(p')\mathrm{e}^{ju(p-p')}\overline{\mathrm{e}^{j[\delta(p)-\delta(p')]}}\mathrm{d}p\,\mathrm{d}p' \tag{2-185}$$

Przy założeniu gaussowskiego rozkładu błędów wartość średnia funkcji eksponencjalnej we wzorze (2-185)

$$\overline{\mathrm{e}^{j[\delta(p)-\delta(p')]}} = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}[\sigma^2(p)+\sigma^2(p')-2\varrho(p,p')\sigma(p)\sigma(p')]} \tag{2-186}$$

przy czym σ jest dyspersją błędów fazowych.

Jeśli ponadto błędy fazowe są małe, to wyrażenie (2-185) możemy przedstawić w postaci

$$\overline{f(u)f^*(u)} = f_0^2(u) - [I_1(u) - I_2(u)] \tag{2-187}$$

przy czym:

$f_0(u) = \int\limits_{-1}^{1} g(p)e^{jup}dp$ — charakterystyka promieniowania apertury bez błędów fazowych

$$I_1(u) = f_0(u) \int\limits_{-1}^{1} g(p)\sigma^2(p)e^{jup}dp$$

$$I_2(u) = \int\limits_{-1}^{1}\int\limits_{-1}^{1} g(p)g(p')\sigma(p)\sigma(p')\varrho(p,p')e^{ju(p-p')}dp\,dp'$$

Całka I_2 reprezentuje dyspersję charakterystyki promieniowania; rozważymy ją dokładniej. Uwzględniając wzór (2-183) możemy przepisać tę całkę w następujący sposób:

$$I_2(u) = \int\limits_{-1}^{1} g(p)\sigma(p)dp \int\limits_{-1}^{1} g(p')\sigma(p')e^{-\frac{(p-p')^2}{c^2}+ju(p-p')}dp\,dp' \tag{2-188}$$

Jeśli promień korelacji c jest mały ($c \ll 1$), to do obliczenia całki wewnętrznej we wzorze (2-188) możemy zastosować metodę stacjonarnej fazy. Otrzymujemy wówczas

$$I_2(u) = \sqrt{\pi}\,c\,e^{-\frac{u^2c^2}{4}} \int\limits_{-1}^{1} g^2(p)\sigma^2(p)dp \tag{2-189}$$

Zbadamy teraz szczególny przypadek apertury równomiernie oświetlonej $g(p) = 1$ przy założeniu stałej dyspersji błędów fazowych $\sigma(p) = \sigma$. W tych warunkach średnia charakterystyka promieniowania mocy wyraża się wzorem

$$\overline{f(u)f^*(u)} = (1-\sigma^2)f_0^2(u) + 2\sqrt{\pi}\,c\sigma^2 e^{-\frac{u^2c^2}{4}} \tag{2-190}$$

Z powyższego wzoru wynika, że — podobnie jak w przypadku układów antenowych złożonych z elementów dyskretnych — wpływ błędów fazowych objawia się przede wszystkim jako wzrost poziomu listków bocznych. Wzrost ten jest proporcjonalny do dyspersji błędu fazowego oraz do promienia korelacji. Tak więc nawet mały błąd rozciągający się na znaczną część powierzchni anteny powoduje większe pogorszenie charakterystyki promieniowania niż nawet duży błąd, ale zlokalizowany na małej powierzchni.

Ważnym wnioskiem wynikającym z rozważań przeprowadzonych w tym rozdziale jest to, że kształt charakterystyki promieniowania — szczególnie w dużej odległości od listka głównego — jest określony raczej przez dokładność wykonania anteny niż przez sposób oświetlenia apertury. W dążeniu do zapewnienia prawidłowej charakterystyki promieniowania rola inżyniera mechanika, projektanta i wykonawcy jest więc równie ważna jak rola inżyniera elektronika.

ANTENY LINIOWE 3

W poprzednim rozdziale rozważaliśmy ogólne prawa promieniowania anten bez wnikania w szczegóły ich budowy. Zajmiemy się teraz specyfiką poszczególnych rodzajów anten. Przede wszystkim omówimy *anteny liniowe*, tzn. takie, które mają jeden wymiar znacznie większy od pozostałych. Anteny tego typu znajdują szerokie zastosowanie w praktyce, poczynając od najmniejszych częstotliwości aż do częstotliwości rzędu kilku, a nawet kilkunastu gigaherców. Mogą być one wykorzystywane jako samodzielne anteny, a także mogą wchodzić w skład skomplikowanych układów antenowych. Przykładami praktycznego zastosowania anten liniowych mogą być: anteny radiofoniczne w postaci stalowych masztów, telewizyjne anteny nadawcze będące układami złożonymi z dużej liczby anten liniowych, anteny Uda-Yagi i inne.

Nasze rozważania ograniczymy do przypadku anten wykonanych z doskonałego przewodnika. Ograniczenie to nie zmniejszy praktycznej przydatności teorii, bowiem w praktyce anteny wykonuje się z dobrze przewodzących materiałów. Rygorystyczne rozwiązanie zagadnienia promieniowania anteny liniowej jest bardzo trudne nawet przy wprowadzonym wyżej założeniu upraszczającym. Znaczne trudności powstają wówczas, gdy chcemy uwzględnić skończony przekrój poprzeczny anteny [17, 22]. Najpierw rozpatrzymy więc, jako najprostszą, teorię *anten nieskończenie cienkich*. Teoria ta może być stosowana w praktyce do anten bardzo smukłych, dla których stosunek długości anteny do jej promienia jest większy od 100 i których długość jest mniejsza niż długość fali. Następnie rozpatrzymy teorię *anteny dwustożkowej*, która umożliwia już uwzględnienie wpływu skończonego przekroju poprzecznego anteny. Praktyczne zastosowanie tej teorii mimo jej stosunkowo dużej prostoty i przejrzystości jest ograniczone faktem, że stosowane w praktyce anteny mają raczej kształt cylindrów niż stożków. W przypadku anten smukłych teorię anteny dwustożkowej można w przybliżeniu stosować również do anten cylindrycznych. W zakończeniu rozdziału omówimy teorię *anten cylindrycznych*, która daje dobre wyniki także w przypadku grubych anten.

3.1. CIENKIE SYMETRYCZNE ANTENY LINIOWE

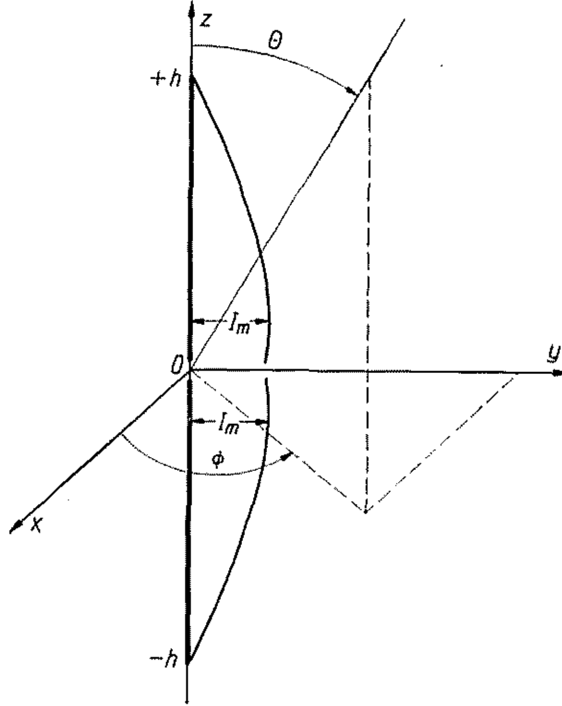
3.1.1. ROZKŁAD PRĄDU I CHARAKTERYSTYKA PROMIENIOWANIA

Zakładamy, że rozkład prądu w nieskończenie cienkiej symetrycznej antenie liniowej o długości $2h$ jest taki sam jak w torze rozwartym o długości h [10, 26, 38]. Mamy więc dla anteny umieszczonej wzdłuż osi z (rys. 3-1)

$$I(z) = I_m \sin[k(h-|z|)] \qquad |z| \leqslant h \tag{3-1}$$

Pole w strefie promieniowania znajdziemy wstawiając zależność (3-1) do wzoru (2-40). Po scałkowaniu otrzymujemy

$$E_\Theta = \frac{j60 I_m}{r} e^{-jkr} \left[\frac{\cos(kh\cos\Theta) - \cos(kh)}{\sin\Theta} \right]. \tag{3-2}$$



Rys. 3-1. Nieskończenie cienka antena liniowa z sinusoidalnym rozkładem prądu

Wyrażenie w nawiasie kwadratowym jest charakterystyką promieniowania nieskończenie cienkiej symetrycznej anteny liniowej

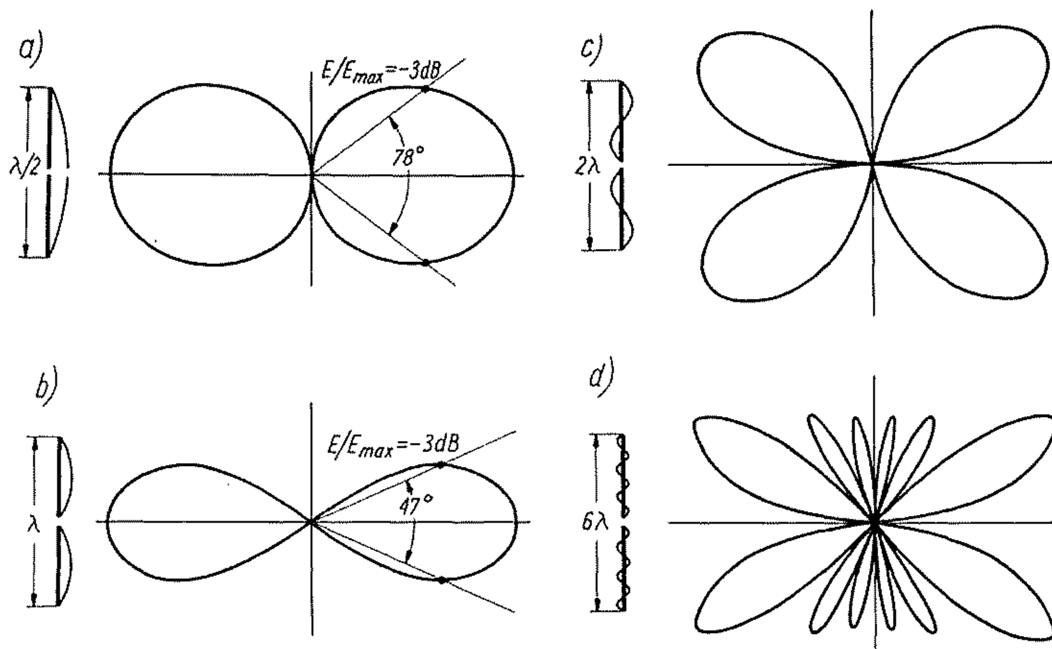
$$f(\Theta) = \frac{\cos(kh\cos\Theta) - \cos(kh)}{\sin\Theta} \tag{3-3}$$

Wyrażenie to jest rzeczywiste, co oznacza, że antena ma środek fazowy pokrywający się z jej środkiem geometrycznym. Duże praktyczne znaczenie ma antena o długości $2h = \lambda/2$, zwana *dipolem półfalowym*. Podstawiając we wzorze (3-3) wartość $kh = \pi/2$ otrzymujemy wyrażenie na charakterystykę promieniowania dipola półfalowego

$$F(\Theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta} \tag{3-4}$$

Wyrażenie określające pole w strefie promieniowania uzyskujemy w wyniku całkowania rozkładu prądu wzdłuż całej anteny. Wynika stąd, że niewielkie błędy w funkcji

rozkładu prądu, praktycznie biorąc nie mają wpływu na kształt charakterystyki promieniowania anteny. Do obliczania charakterystyki promieniowania anten liniowych o dużej smukłości możemy więc przyjmować sinusoidalny rozkład prądu nawet



Rys. 3-2. Rozkłady prądu i charakterystyki promieniowania symetrycznych anten liniowych z sinusoidalnym rozkładem prądu: a) antena półfalowa; b) antena całofalowa; c) antena o długości 2λ; d) antena o długości 6λ

wówczas, gdy długość anteny przekracza długość fali. Na rys. 3-2 pokazano rozkłady prądów i odpowiadające im charakterystyki promieniowania symetrycznych anten liniowych o różnych długościach.

3.1.2. IMPEDANCJA PROMIENIOWANIA

Rozważmy antenę cylindryczną o długości $2h$ i promieniu a wykonaną z doskonałego przewodnika. Zakładamy przy tym, że promień anteny jest znikomo mały w stosunku do jej długości i że rozkład prądu w antenie jest sinusoidalny. Pole wytwarzane przez taką antenę możemy obliczyć korzystając z ogólnych zależności (2-17). Po wykonaniu całkowania otrzymujemy następujące wyrażenia na składowe pola w cylindrycznym układzie współrzędnych (rys. 3-3):

$$E_\varrho = \mathrm{j}30I_m\left(\frac{z-h}{\varrho}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_1}}{R_1}+\frac{z+h}{\varrho}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_2}}{R_2}-2\cos kh\frac{z}{\varrho}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_0}}{R_0}\right) \tag{3-5a}$$

$$E_z = -\mathrm{j}30I_m\left(\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_1}}{R_1}+\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_2}}{R_2}-2\cos kh\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_0}}{R_0}\right) \tag{3-5b}$$

$$H_\Phi = \frac{\mathrm{j}I_m}{4\pi\mu\varrho}(\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_1}+\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_2}-2\cos kh\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR_0}) \tag{3-5c}$$

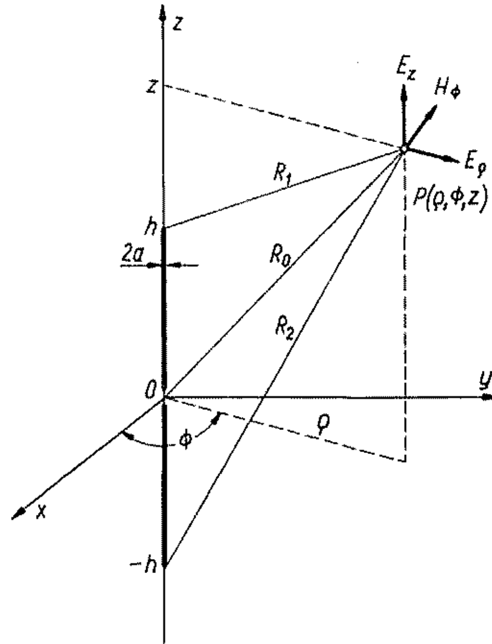
przy czym:

$$R_1 = \sqrt{(z-h)^2+\varrho^2}$$

$$R_2 = \sqrt{(z+h)^2+\varrho^2}$$

$$R_0 = \sqrt{z^2+\varrho^2}$$

Łatwo przekonać się podstawiając we wzorze (3-5b) wartość $\varrho = a$, że składowa styczna pola elektrycznego nie znika na powierzchni anteny, tzn. że nie jest spełniony warunek brzegowy wyrażony wzorem (2-5a). Takiego rezultatu mogliśmy oczekiwać,



Rys. 3-3. Składowe pola elektromagnetycznego symetrycznej anteny liniowej

bowiem rozkład prądu wzdłuż anteny wybraliśmy zupełnie dowolnie. W celu spełnienia warunku brzegowego na powierzchni anteny należy wzdłuż jej długości rozmieścić w sposób ciągły generatory o SEM

$$E_s(z) = -E_z(a, z)\mathrm{d}z \tag{3-6}$$

Nie można natomiast zapewnić sinusoidalnego rozkładu prądu w antenie za pomocą generatora punktowego.

Moc pozorna ciągłego rozkładu generatorów jest oczywiście równa

$$P_{pr} = -\frac{1}{2}\int_{-h}^{h} E_z(a, z)I^*(z)\mathrm{d}z \tag{3-7}$$

Możemy założyć, że moc ta jest związana z hipotetyczną impedancją promieniowania

$$P_{pr} = \frac{1}{2}I_m^2 Z_{mpr} \tag{3-8}$$

przy czym $Z_{mpr} = R_{mpr} + jX_{mpr}$ jest impedancją promieniowania odniesioną do strzałki prądu.

Porównując wzory (3-8) i (3-7) otrzymujemy

$$Z_{mpr} = \frac{-1}{I_m^2} \int_{-h}^{h} E_z(a, z) I^*(z) dz \tag{3-9}$$

Całki występującej we wzorze (3-9) nie da się przedstawić jako skończonej kombinacji funkcji elementarnych, możemy ją jednak wyrazić za pomocą sinusa i cosinusa całkowego

$$R_{mpr} = 30\{2[1+\cos(2kh)]\mathrm{Cin}(2kh) - \cos(2kh)\mathrm{Cin}(4kh) + \\ + \sin(2kh)[\mathrm{Si}(4kh) - 2\mathrm{Si}(2kh)]\} \tag{3-10a}$$

$$X_{mpr} = 30\left\{2\mathrm{Si}(2kh) + \sin(2kh)\left[2\mathrm{Cin}(2kh) - \mathrm{Cin}(4kh) + \\ -2\ln\frac{h}{a}\right] + \cos(2kh)[2\mathrm{Si}(2kh) - \mathrm{Si}(4kh)]\right\} \tag{3-10b}$$

przy czym:

$$\mathrm{Cin}(x) = \int_0^x \frac{1-\cos t}{t} dt = -\mathrm{Ci}(x) + \ln x + \gamma$$

$$\mathrm{Ci}(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos t}{t} dt \text{ — cosinus całkowy;}$$

$$\mathrm{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \text{ — sinus całkowy;}$$

$\gamma = 0{,}577$ — stała Eulera.

Funkcje $\mathrm{Si}(x)$ i $\mathrm{Cin}(x)$ są stabelaryzowane [22].

Identyczne wyrażenie na rezystancję promieniowania anteny moglibyśmy otrzymać całkując wektor Poyntinga po powierzchni kuli o dużym promieniu otaczającej antenę. Jest to zrozumiałe, bowiem w przypadku anteny bezstratnej cała moc doprowadzona do anteny musi być przez nią wypromieniowana.

Dla anteny półfalowej ($kh = \pi/2$) otrzymujemy:

$$R_{mpr} = 30\,\mathrm{Cin}(2\pi) = 73{,}13\,\Omega$$

$$X_{mpr} = 30\,\mathrm{Si}(2\pi) = 42{,}55\,\Omega$$

a dla anteny całofalowej ($kh = \pi$):

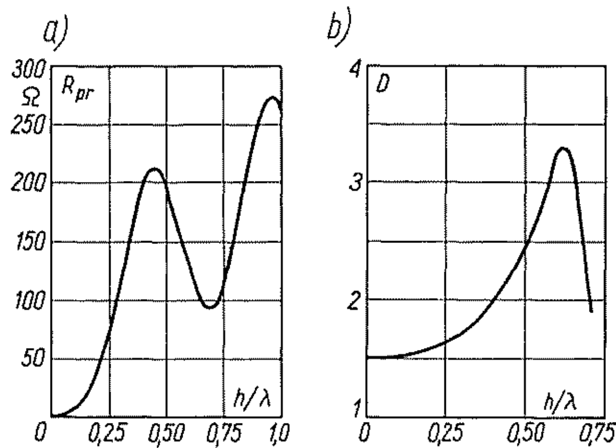
$$R_{mpr} = 30[4\,\mathrm{Cin}(2\pi) - \mathrm{Cin}(4\pi)] = 199{,}1\,\Omega$$

$$X_{mpr} = 30[4\,\mathrm{Si}(2\pi) - \mathrm{Si}(4\pi)] = 125{,}4\,\Omega$$

Impedancję promieniowania można odnieść do amplitudy prądu w dowolnym punkcie anteny, np. do wartości prądu na jej zaciskach. Między impedancją promieniowania odniesioną do amplitudy prądu na zaciskach anteny Z_{0pr} a impedancją promieniowania odniesioną do amplitudy prądu w strzałce zachodzi związek

$$Z_{0pr} = \frac{Z_{mpr}}{\sin^2(kh)} \tag{3-11}$$

Impedancja określona wzorem (3-11) może być przyjmowana za przybliżenie impedancji wejściowej anteny. Przybliżenie to jest tym lepsze, im bardziej rzeczywisty rozkład prądu w antenie jest zbliżony do rozkładu sinusoidalnego.



Rys. 3-4. Zależność rezystancji promieniowania (a) i kierunkowości (b) od długości anteny

Znajomość rezystancji promieniowania anteny umożliwia łatwe określenie jej kierunkowości. Zgodnie z definicją kierunkowość anteny jest równa wartości stosunku maksymalnej gęstości promieniowania do całkowitej mocy promieniowanej przez antenę pomnożonej przez 4π. Korzystając ze wzorów (3-2) i (3-3) oraz wyrażając moc promieniowaną przez rezystancję promieniowania anteny znajdujemy

$$D = 4\pi \frac{\dfrac{|E_\Theta|^2_{max} r^2}{2\zeta}}{\dfrac{1}{2} I_m^2 R_{mpr}} = 120 \frac{f^2_{max}(\Theta)}{R_{mpr}} \tag{3-12}$$

W szczególności dla anteny półfalowej

$$D = \frac{120}{73,13} = 1,64$$

a dla anteny całofalowej

$$D = \frac{120 \cdot 2^2}{199,1} = 2,41$$

Na rysunku 3-4 przedstawiono zależność rezystancji promieniowania i kierunkowości anteny od jej długości.

3.1.3. ANTENA KRÓTKA

Analizując zależność (3-2) dochodzimy do wniosku, że dla anten krótkich ($kh \ll 1$) przyjmuje ona postać

$$E_\Theta = \frac{j60\pi I_0 h}{\lambda r} e^{-jkr} \sin\Theta \tag{3-13}$$

przy czym $I_0 = I_m \sin(kh)$ — określa prąd dopływający do anteny.

Jest to wyrażenie na pole elementarnego dipola elektrycznego o momencie wyrażającym się zależnością [porównaj wzory (2-31) i (2-33a)]

$$p = \frac{I_0 h}{j\omega} \tag{3-14}$$

Zauważmy dalej, że charakterystyka promieniowania anteny półfalowej nieznacznie tylko odbiega od charakterystyki opisanej funcją $\sin\Theta$. Dla dalszego uproszczenia obliczeń możemy więc antenę o długości nie przekraczającej $\lambda/2$ zastąpić dipolem elementarnym o odpowiednio dobranym momencie

$$p = \frac{I_0 l_{sk}}{j\omega} \tag{3-15}$$

przy czym l_{sk} — długość skuteczna anteny.

Długość skuteczną anteny znajdziemy żądając, aby na kierunku maksymalnego promienia, pola wytwarzane przez zastępczy dipol elementarny i antenę rzeczywistą były jednakowe

$$l_{sk} = \frac{2}{k} \mathrm{tg}\left(\frac{kh}{2}\right) \tag{3-16}$$

Dla anten bardzo krótkich zastępując funkcję tangens jej argumentem otrzymujemy

$$l_{sk} = \mathrm{h}$$

Długość skuteczna anteny bardzo krótkiej jest więc równa połowie jej długości geometrycznej.

Dla anteny półfalowej

$$l_{sk} = \frac{\lambda}{\pi}$$

Rozwijając funkcje trygonometryczne występujące we wzorach (3-10) i (3-11) oraz sinus i cosinus całkowy w szereg potęgowy i zachowując tylko najbardziej znaczące wyrazy otrzymujemy wzór przybliżony na impedancję promieniowania anteny krótkiej odniesioną do amplitudy prądu wejściowego

$$Z_{0pr} = 20(kh)^2 - j\frac{120}{kh} \ln\frac{h}{a} \tag{3-17}$$

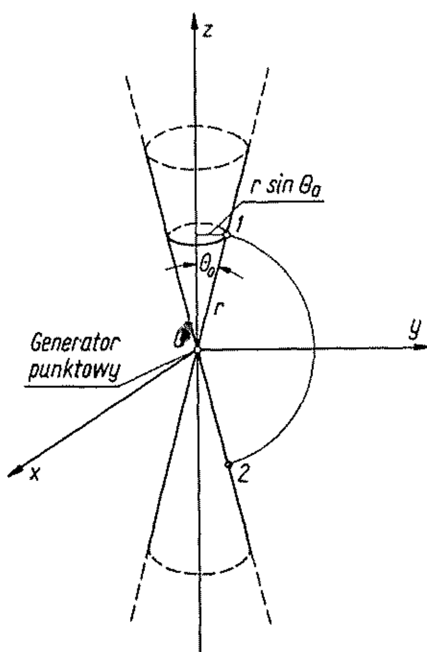
Na przykład impedancja promieniowania anteny o długości $2h = 0{,}1\lambda$ i promieniu $a = 5 \cdot 10^{-4}\lambda$ wynosi

$$Z_{0pr} = 1{,}97 - j1760\,\Omega$$

3.2. ANTENA DWUSTOŻKOWA

3.2.1. STRUKTURA NIESKOŃCZONA

Rozważmy strukturę utworzoną przez dwie doskonale przewodzące obrotowo symetryczne powierzchnie stożkowe pobudzane przy wierzchołkach za pomocą generatora punktowego (rys. 3-5). Pole wzbudzone przez tę strukturę musi spełniać



Rys. 3-5. Struktura stożkowa

warunek graniczny na powierzchni anteny i warunki wypromieniowania w nieskończoności. Ze względu na symetrię układu, wektor gęstości powierzchniowej prądu elektrycznego będzie miał tylko składową promieniową w kulistym układzie współrzędnych. W tej sytuacji najdogodniej będzie określić pole wzbudzane przez antenę za pomocą elektrycznego potencjału Hertza, który również będzie miał tylko składową promieniową. Potencjał Hertza musi spełniać równanie falowe

$$\nabla^2 \boldsymbol{\Pi} + k^2 \boldsymbol{\Pi} = 0 \tag{3-18}$$

które w rozważanym przypadku sprowadza się do równania

$$\frac{\partial^2 \Pi_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin\Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta}\left(\sin\Theta \frac{\partial \Pi_r}{\partial \Theta}\right) + k^2 \Pi_r = 0 \tag{3-19}$$

Ogólne rozwiązanie tego równania można przedstawić w postaci

$$\Pi_r = \sum_{n=0}^{\infty} Z_n(kr) T_n(\Theta) \tag{3-20}$$

przy czym:

$Z_n(kr) = kr[a_n h_n^{(1)}(kr) + b_n h_n^{(2)}(kr)]$;

$T_n(\Theta) = C_n P_n(\cos\Theta) + d_n Q_n(\cos\Theta)$;

$h_n^{(1)}(kr)$, $h_n^{(2)}(kr)$ — funkcje kuliste Hankela pierwszego i drugiego rodzaju;

$P_n(\cos\Theta)$, $Q_n(\cos\Theta)$ — funkcje Legendre'a pierwszego i drugiego rodzaju;

a_n, b_n, c_n, d_n — stałe dowolne.

W omawianej strukturze może więc występować nieskończenie wiele modów pola. Zajmiemy się na razie tylko modem podstawowym.

Biorąc pod uwagę, że

$$P_0(\cos\Theta) = 1; \quad Q_0(\cos\Theta) = \ln\left(\operatorname{ctg}\frac{\Theta}{2}\right);$$

$$h_0^{(1)}(kr) = -\frac{\mathrm{j}e^{\mathrm{j}kr}}{kr} \quad \text{oraz} \quad h_0^{(2)}(kr) = \frac{\mathrm{j}e^{-\mathrm{j}kr}}{kr}$$

możemy rozwiązanie równania (3-19) dla modu podstawowego przedstawić w postaci

$$\Pi_{r0} = \left[c_0 + d_0 \ln\left(\operatorname{ctg}\frac{\Theta}{2}\right)\right][-\mathrm{j}a_0 e^{\mathrm{j}kr} + \mathrm{j}b_0 e^{-\mathrm{j}kr}] \tag{3-21}$$

Funkcja $e^{\mathrm{j}kr}$ reprezentuje falę rozchodzącą się w kierunku do generatora. Ponieważ rozważamy strukturę nieskończoną, więc fala taka nie może występować i wobec tego stała a_0 musi być równa zeru.

Składowe wektorów pola elektrycznego i magnetycznego określimy korzystając z zależności (2-14):

$$E_\Theta = \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \Pi_r}{\partial\Theta\partial r} = \frac{\zeta A}{2\pi r \sin\Theta} e^{-\mathrm{j}kr} \tag{3-22a}$$

$$H_\Phi = \frac{-\mathrm{j}\omega\varepsilon}{r}\frac{\partial \Pi_r}{\partial\Theta} = \frac{A}{2\pi r \sin\Theta} e^{-\mathrm{j}kr} \tag{3-22b}$$

$$E_r = E_\Phi = H_r = H_\Theta = 0 \tag{3-22c}$$

przy czym A — stała.

Warunek graniczny dla pola elektrycznego na powierzchni anteny jest spełniony automatycznie przez pole opisane wzorami (3-22). Pole to możemy traktować jako falę kulistą rozchodzącą się promieniście między stożkami z prędkością równą prędkości światła w próżni.

Aby wyznaczyć stałą A, określimy najpierw gęstość powierzchniową prądu. Z warunku granicznego (2-5b) dla pola magnetycznego

$$K = \frac{A}{2\pi r \sin\Theta_0} e^{-\mathrm{j}kr} \tag{3-23}$$

przy czym Θ_0 — jest połową kąta wierzchołkowego stożka.

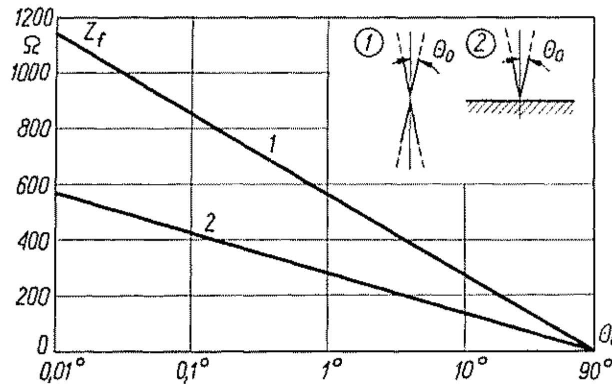
Całkowity prąd przepływający przez pierścień o obwodzie $2\pi r \sin\Theta_0$ w odległości r od początku układu współrzędnych jest więc równy

$$I(r) = A e^{-jkr} \tag{3-24}$$

Ze wzoru (3-24) wynika, że

$$A = I(0) \tag{3-25}$$

przy czym $I(0)$ — prąd płynący przez zaciski anteny.



Rys. 3-6. Zależność impedancji falowej struktury stożkowej od połowy kąta wierzchołkowego; *1* — struktura dwustożkowa; *2* — struktura stożkowa nad płaszczyzną przewodzącą

Napięcie między punktami *1* i *2* leżącymi na powierzchni stożków w odległości r od początku układu współrzędnych definiujemy jako całkę liniową z natężenia pola elektrycznego po wielkim okręgu przechodzącym przez te punkty

$$V(r) = \int_{\Theta_0}^{\pi-\Theta_0} E_\Theta r \, d\Theta = \frac{\zeta I(0)}{2\pi} e^{-jkr} \int_{\Theta_0}^{\pi-\Theta_0} \frac{d\Theta}{\sin\Theta} = \frac{\zeta I(0)}{\pi} e^{-jkr} \ln\left(\operatorname{ctg}\frac{\Theta_0}{2}\right) \tag{3-26}$$

Stosunek napięcia $V(r)$ do prądu $I(r)$ określa impedancję falową anteny dwustożkowej

$$Z_f = \frac{V(r)}{I(r)} = \frac{\zeta}{\pi} \ln\left(\operatorname{ctg}\frac{\Theta_0}{2}\right) \tag{3-27}$$

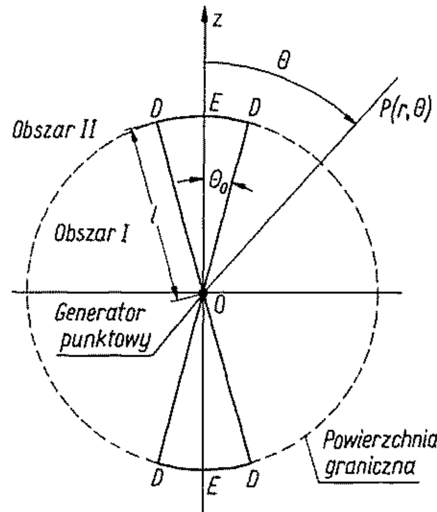
Dla anteny umieszczonej w powietrzu $\zeta = 120\pi$ i impedancja falowa jest równa

$$Z_f = 120 \ln\left(\operatorname{ctg}\frac{\Theta_0}{2}\right) \tag{3-28}$$

Jest to równocześnie impedancja wejściowa anteny nieskończenie długiej. Przebieg impedancji falowej struktury dwustożkowej w funkcji połowy kąta wierzchołkowego Θ_0 pokazano na rys. 3-6. Jeśli dolny stożek zastąpi się nieskończenie rozległą płaszczyzną przewodzącą, to impedancja falowa takiej struktury jest równa połowie impedancji falowej struktury dwustożkowej.

3.2.2. ANTENA DWUSTOŻKOWA O SKOŃCZONYCH ROZMIARACH

Zajmiemy się teraz anteną dwustożkową o skończonych rozmiarach, utworzoną przez dwa identyczne doskonale przewodzące stożki *DOD* (rys. 3-7) zakończone przewodzącymi czaszami *DED*. Antena jest obrotowo symetryczna i jest zasilana w środku przez wyidealizowany generator punktowy o SEM E_s. Dla wygody rozumowania podzielimy przestrzeń na dwa obszary: obszar wewnętrzny leżący wewnątrz kuli o promieniu l obejmującej stożki tworzące antenę i obszar zewnętrzny obejmujący



Rys. 3-7. Antena dwustożkowa

całą przestrzeń poza tą kulą. W obszarze wewnętrznym mogą występować wszystkie mody pola łącznie z podstawowym, podczas gdy w obszarze zewnętrznym tylko mody wyższych rzędów są dopuszczalne.

Fala TEM rozchodząca się w kierunku od generatora ulega odbiciu od końców anteny. Ponieważ w obszarze zewnętrznym mogą występować tylko mody wyższych rzędów, więc dla zapewnienia ciągłości pola fala odbita musi również zawierać mody wyższych rzędów. W pobliżu końców stożka fala ulega prawie całkowitemu odbiciu, natomiast w pobliżu płaszczyzny równikowej prawie cała energia fali jest wypromieniowana. Mówiąc obrazowo powierzchnię graniczną rozdzielającą oba obszary możemy traktować jako niejednorodną powłokę magnetyczną. Przenikalność magnetyczna tej powłoki jest nieskończenie duża w pobliżu końców stożków i maleje do jedności przy zbliżaniu się do płaszczyzny równikowej. Przy obliczaniu impedancji wejściowej anteny możemy pójść jeszcze dalej i uważać, że powłoka magnetyczna stanowi pewną hipotetyczną impedancję Z_L obciążającą końce anteny (rys. 3-8). Jeśli potrafilibyśmy określić tę impedancję, to impedancja wejściowa anteny byłaby dana zależnością wynikającą z teorii torów

$$Z_A = Z_f \frac{Z_L + \mathrm{j} Z_f \mathrm{tg}(kl)}{Z_f + \mathrm{j} Z_L \mathrm{tg}(kl)} \tag{3-29}$$

Dla anten dwustożkowych o małym kącie wierzchołkowym Schelkunoff [43, 44] podał (zakładając sinusoidalny rozkład prądu w antenie) następującą zależność na Z_L:

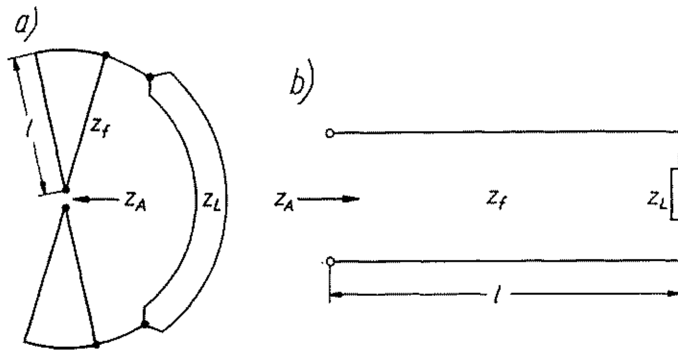
$$Z_L = \frac{Z_f^2}{Z_m} \tag{3-30}$$

przy czym:

$$Z_m = R_m + jX_m$$

$$R_m = 60\,\mathrm{Cin}(2kl) + 30\,[2\,\mathrm{Cin}(2kl) + \mathrm{Cin}(4kl)]\cos(2kl) + 30\,[\mathrm{Si}(4kl) + \\ - 2\,\mathrm{Si}(2kl)]\sin(2kl) \tag{3-31a}$$

$$X_m = 60\,\mathrm{Si}(2kl) - 30[\mathrm{Cin}(4kl) - \ln 4]\sin(2kl) - 30\,\mathrm{Si}(4kl)\cos(2kl) \tag{3-31b}$$



Rys. 3-8. Antena dwustożkowa obciążona hipotetyczną impedancją (a) oraz ekwiwalentny odcinek toru (b)

Wstawiając zależności (3-31) do wzoru (3-29) impedancję wejściową anteny dwustożkowej można wyrazić wprost przez impedancję Z_m

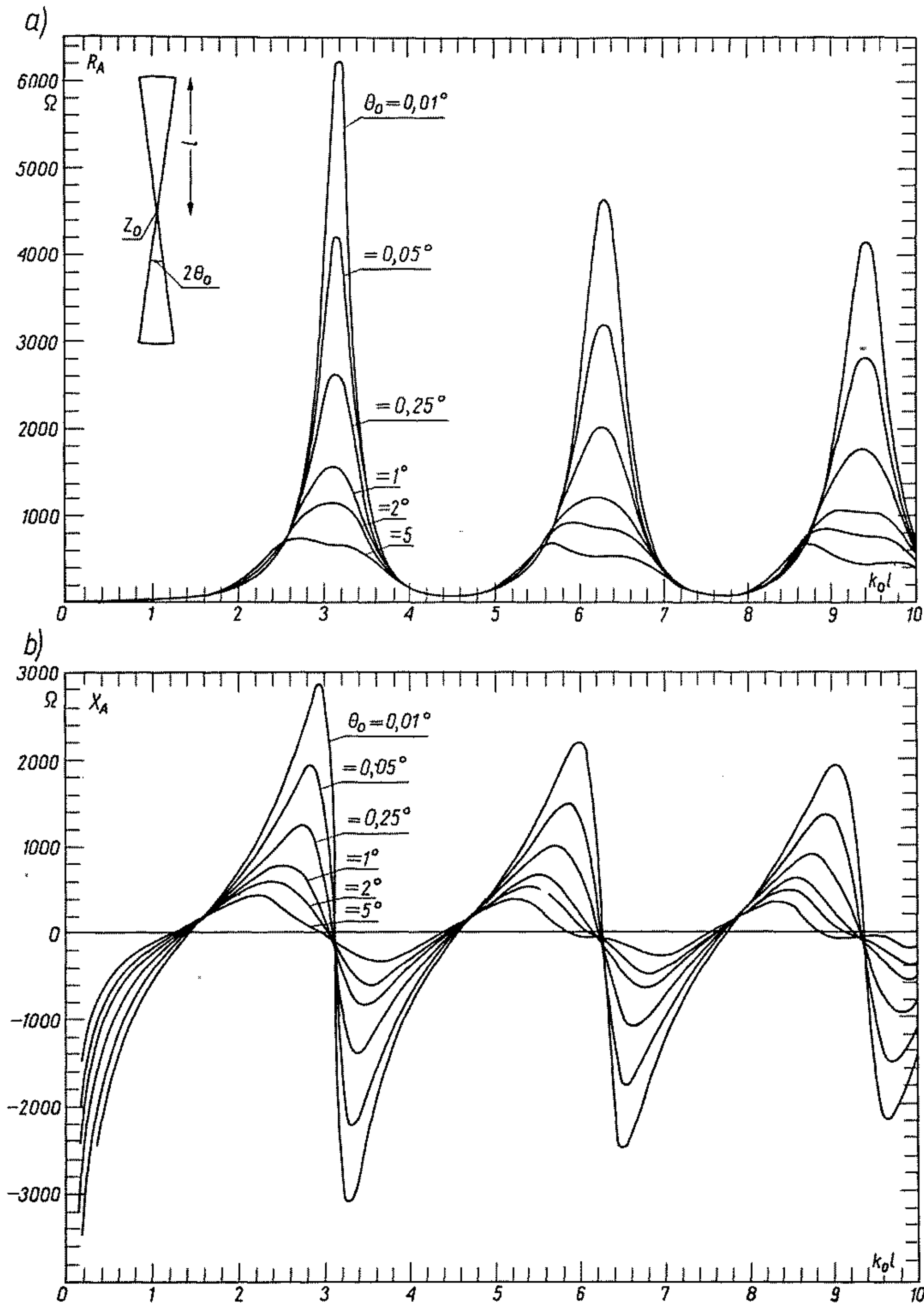
$$Z_A = R_A + jX_A = Z_f \frac{Z_m \sin(kl) - jZ_f \cos(kl)}{Z_f \sin(kl) - jZ_m \cos(kl)} \tag{3-32}$$

Przebieg impedancji wejściowej anteny dwustożkowej w funkcji jej długości dla kilku wartości kątów wierzchołkowych podano na rys. 3-9.

Ze względu na przyjęcie sinusoidalnego rozkładu prądu charakterystyka promieniowania cienkiej anteny dwustożkowej jest taka sama jak anteny liniowej nieskończenie cienkiej o długości $2h = 2l$.

3.2.3. ANTENA DWUSTOŻKOWA JAKO PRZYBLIŻENIE ANTENY CYLINDRYCZNEJ

Opisana w poprzednim punkcie teoria anteny dwustożkowej może być rozciągnięta również na anteny liniowe o innym kształcie. Jeśli jest dana antena, której oś pokrywa się z osią z, ale której promień ϱ nie rośnie liniowo ze wzrostem wartości z, to można wprowadzić w miejsce impedancji falowej określonej przez wzór (3-28) średnią impedancję falową. Każdy element dz takiej anteny możemy traktować jako

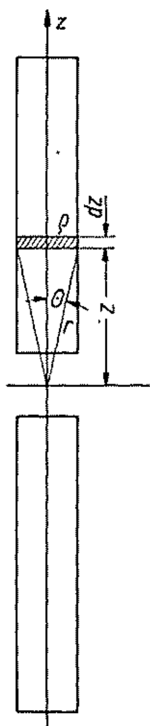


Rys. 3-9. Impedancja wejściowa anteny dwustożkowej: a) rezystancja wejściowa; b) reaktancja wejściowa

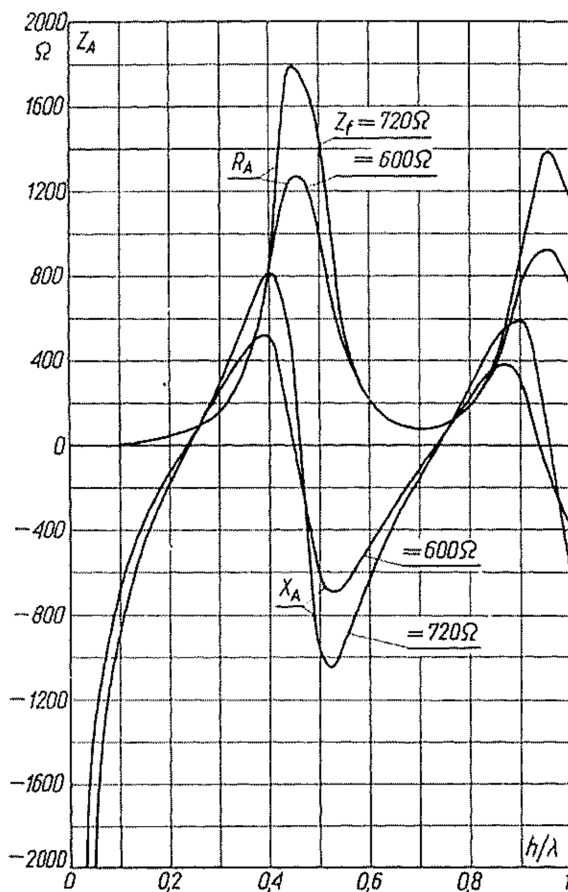
element odpowiedniego stożka (rys. 3-10); impedancja falowa jest w tym przypadku funkcją promienia r i dla cienkich anten wyraża się zależnością

$$Z_f = 120 \ln \frac{2r}{\varrho} \tag{3-33}$$

przy czym ϱ — promień anteny w odległości r od jej zacisków.



Rys. 3-10. Element anteny cylindrycznej traktowany jako element anteny stożkowej



Rys. 3-11. Impedancja wejściowa anteny cylindrycznej według teorii Schelkunoffa

Średnią impedancję falową definiujemy następująco:

$$Z_{f\acute{s}r} = \frac{1}{l} \int_0^l Z_f \,\mathrm{d}r \tag{3-34}$$

W szczególności dla anteny cylindrycznej ($\varrho = a = \mathrm{const}$) otrzymujemy

$$Z_{f\acute{s}r} = 120 \left(\ln \frac{2l}{a} - 1 \right) \tag{3-35}$$

przy czym a — promień anteny cylindrycznej.

Przyjęcie średniej impedancji falowej w miejsce Z_f we wzorze (3-32) nie daje jeszcze poprawnych rezultatów. Na przykład antena o długości $kl = \pi/2$ miałaby impedancję wejściową $Z_A = 73{,}13+\mathrm{j}156{,}6\Omega$ niezależnie od kształtu przekroju poprzecznego, co jest sprzeczne z doświadczeniem i innymi teoriami. W celu uzyskania lepszego przybliżenia Schelkunoff wprowadza zamiast toru jednorodnego o impedancji falowej $Z_{f\acute{s}r}$ tor ze zmienną impedancją falową. Dla anteny cylindrycznej o małym promieniu a i długości $2h = 2l$ otrzymujemy wówczas następujące wyrażenie na impedancję wejściową:

$$Z_A = Z_{f\acute{s}r}\frac{(Z_m-\mathrm{j}N)\sin(kl)-\mathrm{j}(Z_{f\acute{s}r}-M)\cos(kl)}{(Z_{f\acute{s}r}+M)\sin(kl)-\mathrm{j}(Z_m+\mathrm{j}N)\cos(kl)} \tag{3-36}$$

przy czym:

$$M = 60[\mathrm{Cin}(2kl)-1+\cos(2kl)] \tag{3-37a}$$

$$N = 60[\mathrm{Si}(2kl)-\sin(2kl)] \tag{3-37b}$$

Porównanie z wynikami doświadczeń (rys. 3-17) wykazuje, że teoria Schelkunoffa może być stosowana do obliczania impedancji wejściowych cienkich anten cylindrycznych, dla których stosunek h/a jest większy od 75 ($Z_{f\acute{s}r} > 480\Omega$). Na rys. 3-11 przedstawiono zależność impedancji wejściowej anten cylindrycznych od ich długości dla dwóch wartości średniej impedancji falowej, obliczoną na podstawie wzoru (3-36).

3.3. ANTENA CYLINDRYCZNA

3.3.1. RÓWNANIE CAŁKOWE HALLÉNA

Niech będzie dana antena w postaci odcinka rury o nieskończenie cienkich ściankach wykonanych z doskonałego przewodnika. Długość anteny jest równa $2h$ a jej średnic — $2a$ (rys. 3-12). W środku anteny jest utworzona wąska szczelina o szerokości 2δ, w obszarze której działa hipotetyczny generator o SEM E_s. Natężenie pola elektrycznego w szczelinie E_{sz} przy założeniu, że szerokość szczeliny δ dąży do zera i że SEM E_s jest przy tym stała, wyraża się poprzez funkcję delta Diraca $\delta(z)$

$$E_{sz} = -E_s\delta(z) \tag{3-38}$$

Natężenie pola elektrycznego w dowolnym punkcie przestrzeni jest związane z potencjałem Hertza zależnością (2-14). Zależność ta jest ogólnie słuszna, jest więc również słuszna na powierzchni anteny. Biorąc pod uwagę, że w rozważanym przypadku potencjał Hertza ma tylko jedną składową wzdłuż osi z i że pole elektryczne na powierzchni anteny jest określone przez wzór (3-38) otrzymujemy następujące równanie dla potencjału Hertza na powierzchni anteny:

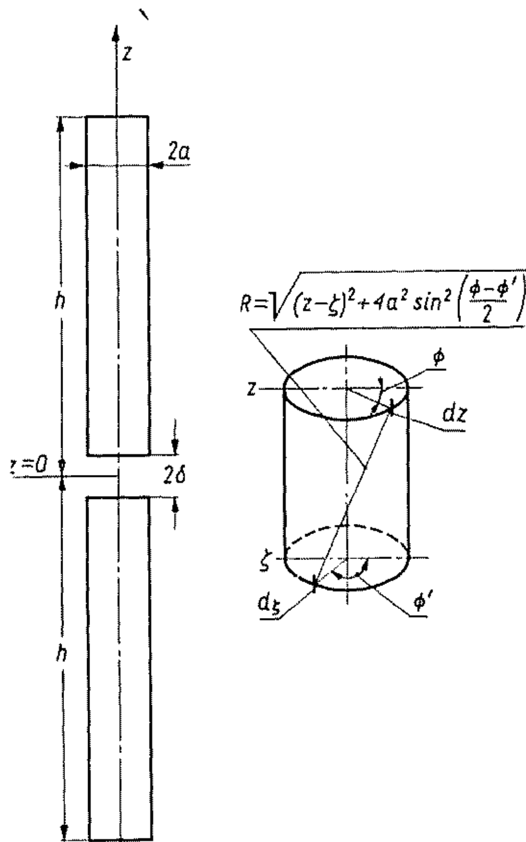
$$\frac{\partial^2\Pi_p}{\partial z^2}+k^2\Pi_p = -E_s\delta(z) \tag{3-39}$$

Ogólne rozwiązanie tego równania ma postać

$$\Pi_p = C_1 \cos(kz) + C_2 \sin(k|z|) \tag{3-40}$$

Wstawiając zależność (3-40) do wzoru (3-39) wyznaczamy stałą C_2; otrzymujemy wówczas

$$\Pi_p = C_1 \cos(kz) - \frac{E_s}{2k} \sin(k|z|) \tag{3-41}$$



Rys. 3-12. Antena cylindryczna

Z drugiej strony potencjał Hertza jest związany z prądem w antenie zależnością (2-13), która w naszym przypadku przyjmuje postać

$$\Pi_p = \frac{1}{4\pi j \omega \varepsilon} \int_0^{2\pi} \int_{-h}^{h} J \frac{e^{-jkR}}{R} a \, d\zeta \, d\Phi' \tag{3-42}$$

przy czym:

a, ζ, Φ' — współrzędne punktu całkowania;

a, z, Φ — współrzędne punktu obserwacji.

Biorąc pod uwagę, że całkowity prąd przepływający przez przekrój anteny w punkcie ζ jest równy

$$I(\zeta) = 2\pi a J(\zeta) \tag{3-43}$$

oraz uwzględniając, że ze względu na symetrię osiową istotna jest tylko różnica współrzędnych $\Phi-\Phi'$ wyrażenie (3-42) możemy przedstawić w postaci

$$\Pi_p = \frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon}\int_{-h}^{h} I(\zeta)K(z,\zeta)d\zeta \tag{3-44}$$

przy czym:

$$K(z,\zeta) = \frac{1}{2\pi}\int_{0}^{2\pi}\frac{e^{-jkR}}{R}d\Phi \tag{3-45}$$

$$R = \sqrt{(z-\zeta)^2+4a^2\sin^2\frac{\Phi}{2}}$$

Wyrażenia (3-44) i (3-41) określają ten sam potencjał Hertza; porównując je otrzymujemy

$$\frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon}\int_{-h}^{h} I(\zeta)K(z,\zeta)d\zeta = C_1\cos(kz)-\frac{E_s}{2k}\sin(k|z|) \tag{3-46}$$

Jest to równanie całkowe dla prądu w symetrycznej antenie cylindrycznej. Zostało ono wyprowadzone po raz pierwszy przez Halléna [17]. Stałą C_1 wyznacza się przy tym z warunku granicznego

$$I(\pm h) = 0 \tag{3-47}$$

3.3.2. ITERACYJNA METODA ROZWIĄZANIA RÓWNANIA HALLÉNA

Rygorystyczne rozwiązanie równania całkowego dla prądu w antenie cylindrycznej nie jest znane. Poszukuje się więc różnymi metodami rozwiązań przybliżonych. Ograniczymy się tu jedynie do naszkicowania metody iteracyjnej. Przekształcimy najpierw równanie (3-46) w postać dogodną do iteracji. W tym celu pomnożymy obie strony równania (3-46) przez $4\pi j\omega\varepsilon$

$$\int_{-h}^{h} I(\zeta)K(z,\zeta)d\zeta = C\cos(kz)-\frac{jE_s}{60}\sin(k|z|) \tag{3-48}$$

Nową stałą C wyznaczamy również z warunku (3-47). Dodajmy następnie do równania (3-48) następujące równanie:

$$I(z)\Psi(z) = \int_{-h}^{h} I(z)w(z,\zeta)d\zeta \tag{3-49}$$

przy czym $\Psi(z)$ i $w(z,\zeta)$ — dowolne funkcje spełniające to równanie.

Po drobnych przekształceniach otrzymujemy

$$I(z) = \frac{1}{\Psi(z)}\left\{C\cos(kz)-\frac{jE_s}{60}\sin(k|z|)-\int_{-h}^{h}[I(\zeta)K(z,\zeta)+I(z)w(z,\zeta)]d\zeta\right\} \tag{3-50}$$

Przy założeniu, że $w(z, \zeta)$ zostało wybrane, postępowanie w celu uzyskania rozwiązania równania (3-50) jest następujące:

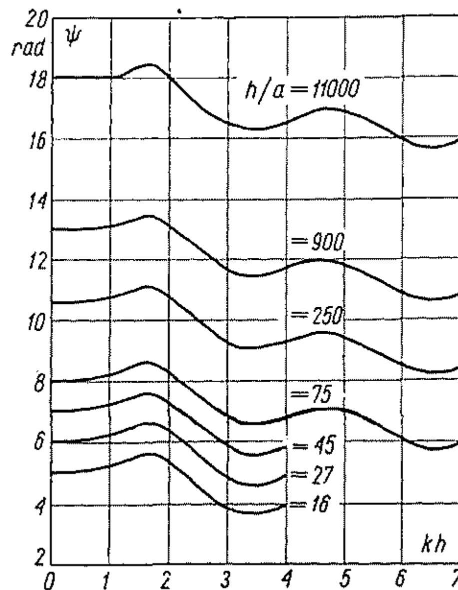
a) zakładamy przybliżenie zerowego rzędu $I_0(z)$ np. przez odrzucenie całki we wzorze (3-50) i podstawiamy je do wyrażenia pod całką;

b) wykonujemy całkowanie uzyskując przybliżenie pierwszego rzędu $I_1(z)$;

c) wyznaczamy stałą C z warunku granicznego $I_1(\pm h) = 0$;

d) powtarzamy cykl wstawiając do wyrażenia podcałkowego przybliżenie pierwszego rzędu, uzyskując w ten sposób przybliżenie drugiego rzędu.

W zasadzie proces iteracji może być prowadzony nieograniczenie, dając przybliżenia coraz to wyższych rzędów. Równanie (3-50) jest formalnie słuszne dla każdej



Rys. 3-13. Zależność parametru rozwinięcia Ψ od długości kh i smukłości h/a anteny cylindrycznej (według R. W. P. King: The Theory of Linear Antennas, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts 1956)

funkcji $w(z, \zeta)$; jest jednak oczywistym, że należy ją tak dobrać, aby uzyskać szybką zbieżność procesu iteracji.

Rozwiązanie iteracyjne równania (3-50) ma następującą postać:

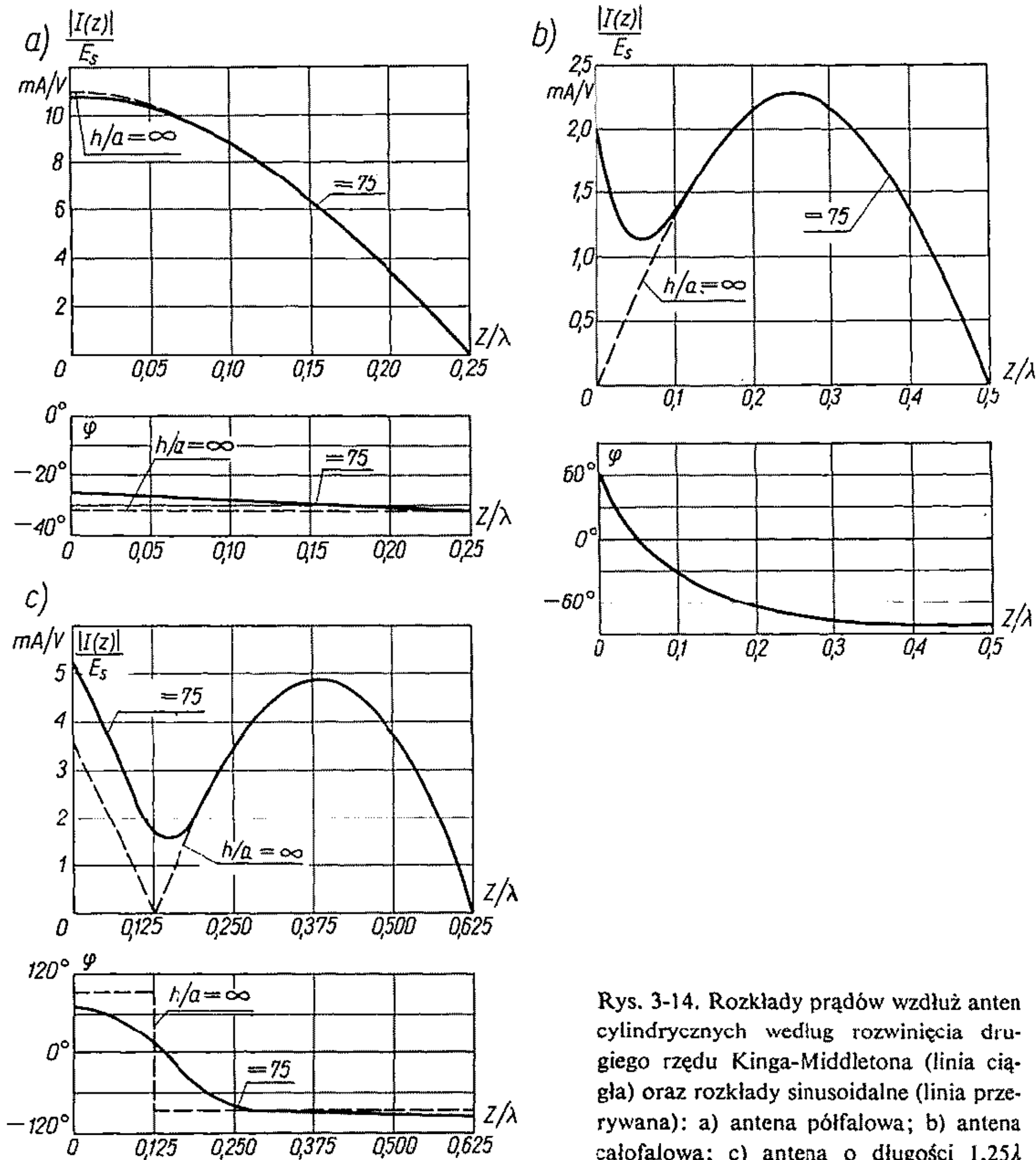
$$I(z) = \frac{jE_s}{60\Psi} \frac{\sin[k(h-z)] + \frac{M_1(z)}{\Psi} + \frac{M_2(z)}{\Psi^2} + \ldots}{\cos(kh) + \frac{A_1}{\Psi} + \frac{A_2}{\Psi^2} + \ldots} \tag{3-51}$$

przy czym parametr rozwinięcia Ψ oraz parametry A i funkcje $M(z)$ zależą od długości anteny kh i jej smułkości tj. stosunku długości do promienia h/a. Szczegółowe wyrażenia zależą ponadto od przyjęcia funkcji $w(z, \zeta)$ i są podane w literaturze [17, 22, 25].

Na rysunku 3-13 przedstawiono zależność parametru rozwinięcia od długości anteny kh i jej smukłości h/a podaną przez Kinga i Middletona [22]. Przy dużej

smukłości anteny parametr Ψ przybiera duże wartości i rozkład prądu w antenie jest zbliżony do rozkładu sinusoidalnego (rys. 3-14).

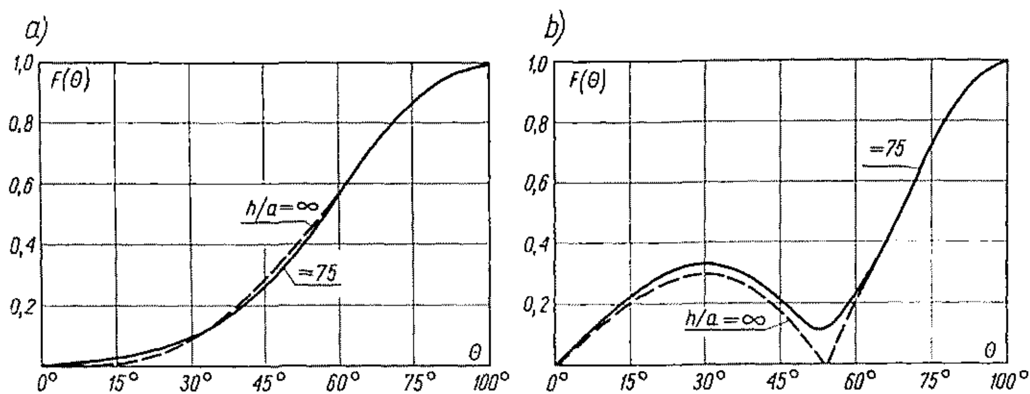
Znając rozkład prądu w antenie można łatwo określić jej charakterystykę promieniowania korzystając z zależności (2-40). Na rys. 3-15 przedstawiono charakterystyki



Rys. 3-14. Rozkłady prądów wzdłuż anten cylindrycznych według rozwinięcia drugiego rzędu Kinga-Middletona (linia ciągła) oraz rozkłady sinusoidalne (linia przerywana): a) antena półfalowa; b) antena całofalowa; c) antena o długości 1,25λ

promieniowania dwóch anten cylindrycznych, przy czym za podstawę obliczeń przyjęto rozkład prądu według drugiego przybliżenia Kinga-Middletona. Dla porownania na tych samych wykresach podano również charakterystyk dla sinusoidalnego rozkładu prądu wzdłuż anteny. Jak widać, przyjęcie dokładniejszej funkcji określa-

jącej rozkład prądu wzdłuż anteny powoduje wystąpienie zauważalnych zmian w charakterystyce promieniowania dopiero wówczas, gdy długość anteny przekracza długość fali. Zmiany te dotyczą przede wszystkim otoczenia miejsc zerowych charakterystyki, które ulegają rozmyciu; listek główny ulega tylko nieznacznemu zawężeniu.



Rys. 3-15. Charakterystyki promieniowania anten cylindrycznych obliczone na podstawie rozkładu prądu według rozwinięcia drugiego rzędu Kinga-Middletona (linia ciągła) oraz na podstawie rozkładu sinusoidalnego (linia przerywana): a) antena całofalowa; b) antena o długości 1,25λ

3.3.3. IMPEDANCJA WEJŚCIOWA ANTENY CYLINDRYCZNEJ

Impedancję wejściową anteny cylindrycznej określamy jako stosunek SEM generatora E_s do prądu płynącego przez zaciski anteny

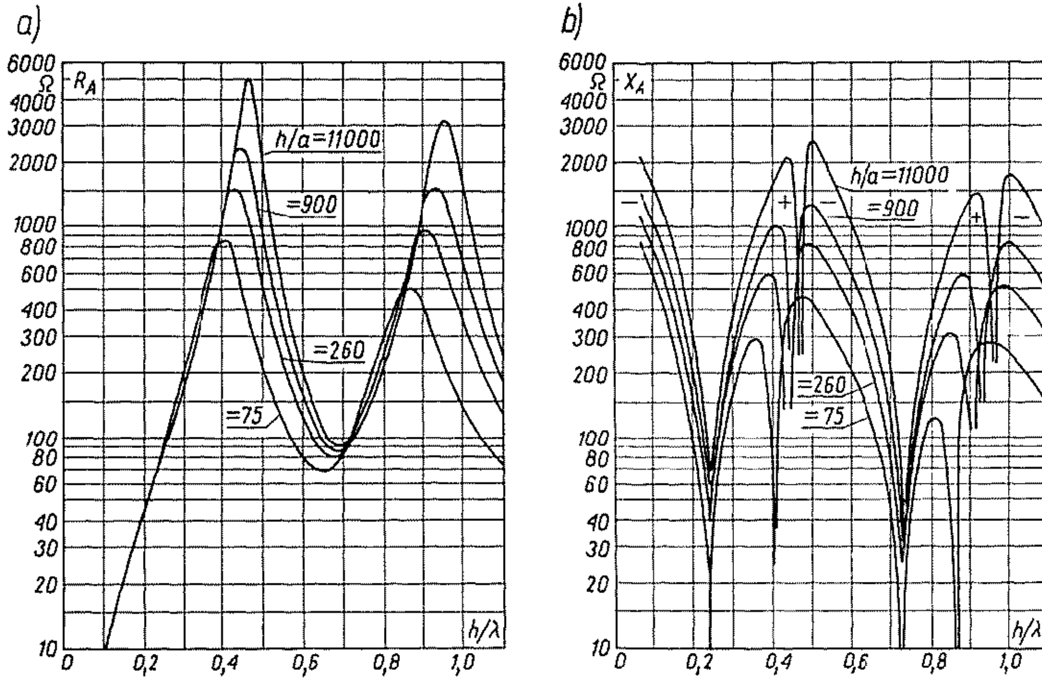
$$Z_A = \frac{E_s}{I(0)} = -j60\Psi \frac{\cos(kh) + \frac{A_1}{\Psi} + \frac{A_2}{\Psi^2} + \dots}{\sin(kh) + \frac{M_1}{\Psi} + \frac{M_2}{\Psi^2} + \dots} \tag{3-52}$$

Wykres impedancji wejściowej anteny cylindrycznej w funkcji jej długości według rozwinięcia drugiego rzędu Kinga-Middletona przedstawiono na rys. 3-16.

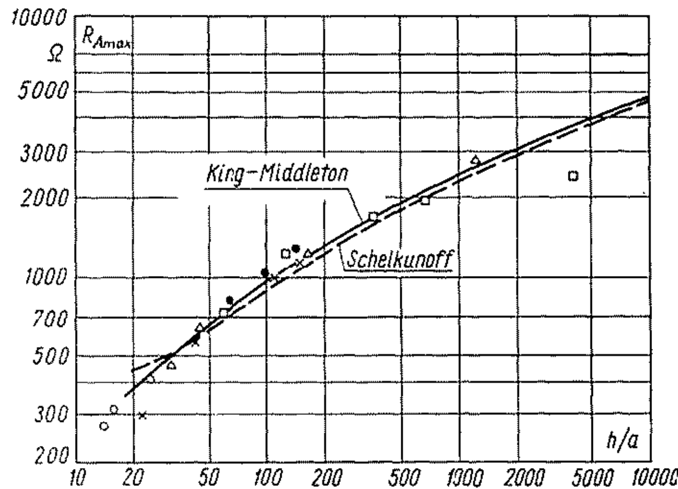
Dla porównania przedstawionych teorii anteny cylindrycznej na rys. 3-17 przedstawiono zależność maksymalnej rezystancji wejściowej anteny $R_{A\,max}$ od jej smukłości obliczoną na podstawie teorii Schelkunoffa i teorii Kinga-Middletona. Na tym samym rysunku podano także wyniki pomiarów uzyskane przez różnych badaczy. Z przedstawionego materiału wynika, że rozwinięcie drugiego rzędu Kinga-Middletona zapewnia lepszą zgodność z doświadczeniem niż teoria Schelkunoffa, szczególnie dla anten o małych smukłościach. Dla bardzo grubych anten obie teorie zawodzą.

Teoria Kinga-Middletona może być stosowana również do anten o przekroju poprzecznym innym niż kołowy. Zastępujemy wówczas rzeczywisty przekrój poprzeczny przekrojem kołowym o odpowiednio dobranym promieniu. Zastępczy promień przekroju znajdujemy na zasadzie odwzorowań konforemnych. Wartości zastępczych promieni dla anten o przekroju poprzecznym w postaci wieloboku foremnego podano w tabl. 3-1. Przez wielobok o liczbie boków równej 2 należy przy tym rozumieć pasek o szerokości znacznie większej od grubości.

Jeśli dolne ramię anteny zastąpimy nieskończenie rozległą doskonale przewodzącą płaszczyzną, to impedancja wejściowa takiej anteny będzie równa połowie impedancji wejściowej anteny symetrycznej.



Rys. 3-16. Impedancja wejściowa anteny cylindrycznej według rozwinięcia drugiego rzędu Kinga-Middletona: a) rezystancja wejściowa R_A; b) reaktancja wejściowa X_A (według R. W. P. King: The Theory of Linear Antennas, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts 1956)



Rys. 3-17. Maksymalna rezystancja wejściowa R_{Amax} anteny cylindrycznej w funkcji smukłośc h/a; punkty pomiarowe według: × — Hartiga; □ — Browna — Woodwarda; △ — Edwarda-Brandtoma; ● — Kinga; ○ — autora

Tablica 3-1

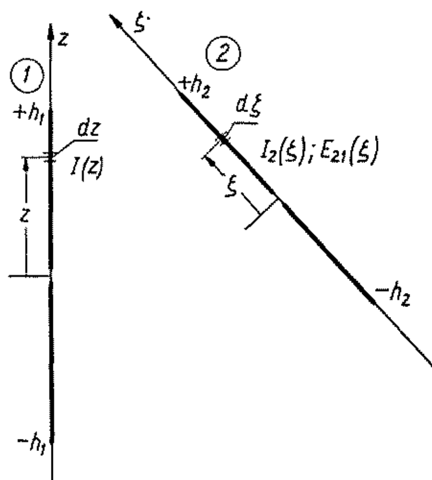
Wartości zastępczych promieni dla anten o przekroju poprzecznym w postaci wieloboku foremnego

Liczba boków wieloboku	2	3	4	5	6
Zastępczy promień (długość boku = 1)	0,25	0,42	0,59	0,76	0,90

3.4. UKŁADY ANTEN LINIOWYCH

3.4.1. WZAJEMNE ODDZIAŁYWANIE ANTEN LINIOWYCH

Anteny liniowe są często stosowane jako elementy bardziej skomplikowanych układów antenowych. Charakterystyki promieniowania takich układów możemy określić korzystając ze wzorów wyprowadzonych w p. 2.4. Jednak przy wyznaczaniu amplitud i faz prądów w poszczególnych wibratorach musimy uwzględnić ich wzajemne oddziaływanie, promieniowanie jakiejkolwiek anteny w obecności innych



Rys. 3-18. Dwie wzajemnie sprzężone anteny liniowe

promieniujących elementów ulega bowiem zmianie wskutek wzajemnej energii ich pól. W ogólnym przypadku zagadnienie znalezienia prądów w sprzężonych antenach liniowych prowadzi do rozwiązania układu równań całkowych. Ograniczymy się jednak do rozważenia najprostszego przypadku anten nieskończenie cienkich, który można przeanalizować bez uciekania się do równań całkowych.

Niech będą dane dwie dowolnie zorientowane, nieskończenie cienkie, doskonale przewodzące anteny liniowe (rys. 3-18). Oznaczmy przez E_{21} (ζ) składową styczną pola elektrycznego wzdłuż anteny ② wytwarzanego przez antenę ①. W celu

spełnienia warunku granicznego na powierzchni anteny ② należy wzdłuż jej długości rozmieścić w sposób ciągły generatory o SEM

$$E_s(\zeta) = -E_{21}(\zeta)\mathrm{d}\zeta \tag{3-53}$$

Moc pozorna tych generatorów

$$P_{21} = -\frac{1}{2}\int_{-h_2}^{h_2} E_{21}(\zeta)I_2^*(\zeta)\mathrm{d}\zeta \tag{3-54}$$

przy czym $I_2(\zeta)$ — rozkład prądu wzdłuż anteny ②. Odzwierciedla ona wzajemne oddziaływanie anten. Podobnie jak w teorii obwodów, wzajemne oddziaływanie anten można ująć przez wprowadzenie impedancji wzajemnych; mamy wówczas

$$P_{21} = \frac{1}{2}I_1 I_2^* Z_{21} \tag{3-55}$$

przy czym:

Z_{21} — impedancja wzajemna między anteną ② a anteną ①,

I_1, I_2 — prądy w punktach zasilania (lub odniesione do strzałek) anten ① i ②.

Porównując zależności (3-54) i (3-55) otrzymujemy wyrażenie na impedancję wzajemną dwóch anten liniowych

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_1 I_2^*}\int_{-h_2}^{h_2} E_{21}(\zeta)I_2^*(\zeta)\mathrm{d}\zeta \tag{3-56}$$

Zgodnie z zasadą wzajemności

$$Z_{21} = Z_{12} \tag{3-57}$$

W przypadku układu złożonego z dowolnej liczby anten liniowych prądy w punktach zasilania poszczególnych anten znajdujemy rozwiązując następujące równanie macierzowe:

$$\mathbf{V} = \mathbf{ZI} \tag{3-58}$$

przy czym **V** jest macierzą kolumnową, której elementami są wartości napięć na zaciskach anten; **Z** jest macierzą impedancji (elementy macierzy leżące na przekątnej są impedancjami własnymi poszczególnych anten, pozostałe elementy są impedancjami wzajemnymi między antenami); **I** jest macierzą kolumnową, której elementami są wartości prądów w antenach.

3.4.2. IMPEDANCJA WZAJEMNA DWÓCH RÓWNOLEGŁYCH, NIESKOŃCZENIE CIENKICH ANTEN PÓŁFALOWYCH UMIESZCZONYCH NAPRZECIW SIEBIE

Znajdziemy wyrażenie na impedancję wzajemną dwóch równoległych, nieskończenie cienkich anten półfalowych umieszczonych naprzeciw siebie (rys. 3-19).

Zakładając sinusoidalny rozkład prądu w obu antenach $I(z) = I_m \cos kz$, wyrażenie na impedancję wzajemną możemy przedstawić w następującej postaci:

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_{m1}}\int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} E_{21}(z)\cos(kz)\mathrm{d}z \tag{3-59}$$

Składową styczną pola od anteny *1* wzdłuż anteny *2*, obliczymy korzystając ze wzoru (3-5b)

$$E_{21} = -j30I_m\left(\frac{e^{-jkR_1}}{R_1}+\frac{e^{-jkR_2}}{R_2}\right) \tag{3-60}$$

w którym:

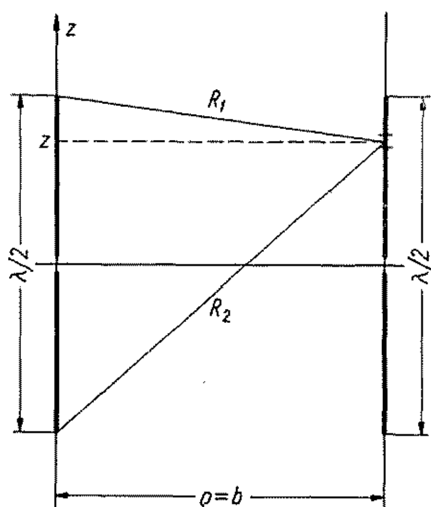
$R_1 = \sqrt{(z-\lambda/4)^2+b^2}$;

$R_2 = \sqrt{(z+\lambda/4)^2+b^2}$;

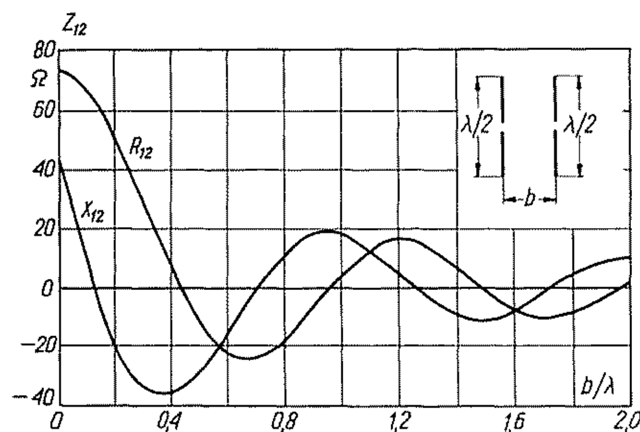
b — odległość między antenami.

Wstawiając zależność (3-60) do wyrażenia (3-59) i wykonując całkowanie otrzymujemy następujące wyrażenia na impedancję wzajemną:

$$R_{21} = 30\left\{2\,\mathrm{Ci}(kb)-\mathrm{Ci}\left[k\left(\sqrt{b^2+\frac{\lambda^2}{4}}+\frac{\lambda}{2}\right)\right]+\mathrm{Ci}\left[k\left(\sqrt{b^2+\frac{\lambda^2}{4}}-\frac{\lambda}{2}\right)\right]\right\} \tag{3-61a}$$



Rys. 3-19. Dwie równoległe anteny półfalowe ze środkami leżącymi w płaszczyźnie xy



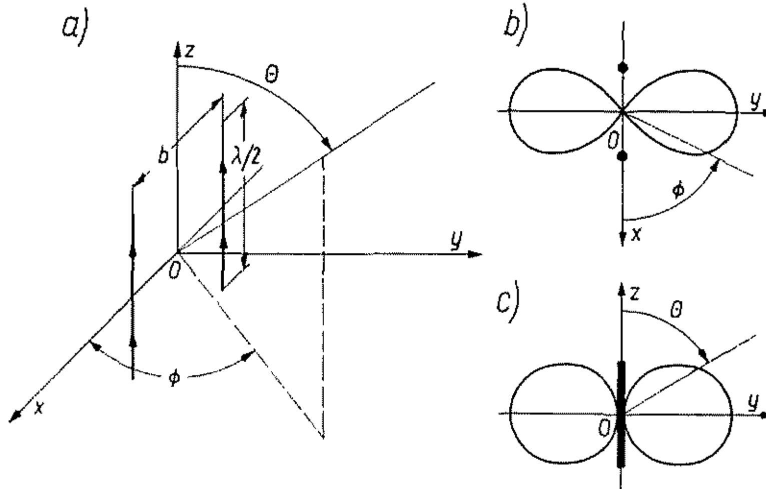
Rys. 3-20. Impedancja wzajemna dwóch równoległych, nieskończenie cienkich anten półfalowych umieszczonych naprzeciw siebie

$$X_{21} = -30\left\{2\,\mathrm{Si}(kb) - \mathrm{Si}\left[k\left(\sqrt{b^2+\frac{\lambda^2}{4}}+\frac{\lambda}{2}\right)\right] + \mathrm{Si}\left[k\left(\sqrt{b^2+\frac{\lambda^2}{4}}-\frac{\lambda}{2}\right)\right]\right\} \quad \text{(3-61b)}$$

Przebieg impedancji wzajemnej w funkcji odległości między antenami obliczony na podstawie wzorów (3-61) przedstawiono na rys. 3-20.

3.4.3. UKŁAD DWÓCH RÓWNOLEGŁYCH ANTEN PÓŁFALOWYCH ZASILANYCH WSPÓŁFAZOWO

Rozważmy układ dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych współfazowo jednakowymi prądami ($I_1 = I_2 = I$). Natężenie pola wytwarzanego przez ten układ w obszarze promieniowania obliczymy korzystając ze wzorów podanych



Rys. 3-21. Układ antenowy złożony z dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych współfazowo jednakowymi prądami: a) rozmieszczenie anten w układzie; b) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy; c) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie zy

w p. 2.1.7. W tym celu przyjmiemy układ współrzędnych tak, aby środki anten leżały na osi x symetrycznie względem początku układu, a oś z była równoległa do osi anten (rys. 3-21a). Mamy teraz $\mathbf{R}_1 = \mathbf{1}_x\frac{b}{2}$, $\mathbf{R}_2 = -\mathbf{1}_x\frac{b}{2}$, $\mathbf{1}_{r0} = \mathbf{1}_x\sin\Theta\cos\Phi + \mathbf{1}_y\sin\Theta\sin\Phi + \mathbf{1}_z\cos\Phi$ oraz $\mathbf{R}_1\cdot\mathbf{1}_{r0} = \frac{b}{2}\sin\Theta\cos\Phi$, $\mathbf{R}_2\cdot\mathbf{1}_{r0} = -\frac{b}{2}\sin\Theta\cos\Phi$.

Ponieważ w rozważanym układzie płyną tylko prądy elektryczne mające tylko składową z, więc

$$f_1 = -\frac{2I}{k}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta} \quad \text{oraz} \quad f_2 = 0$$

Korzystając ze wzorów (2-43a) i (2-45a) znajdujemy teraz wyrażenie na moduł natężenia pola wytwarzanego przez nasz układ w obszarze promieniowania

$$E_\Theta = 120I\cos\left(k\frac{b}{2}\sin\Theta\cos\Phi\right)\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta} \tag{3-62}$$

Na rysunku 3-21b,c przedstawiono charakterystyki promieniowania omawianego układu dla przypadku, gdy odległość między antenami wynosi $\lambda/2$.

Ze względu na symetrię układu impedancja wejściowa każdej anteny jest jednakowa i równa

$$Z_1 = Z_2 = Z_{11}+Z_{12} \tag{3-63}$$

Podstawiając wartości liczbowe dla przypadku gdy $b = \lambda/2$, otrzymujemy

$$Z_1 = 73+j43-13-j29 = 60+j14\Omega$$

Określimy teraz zysk energetyczny układu w stosunku do pojedynczej anteny półfalowej. Załóżmy, że całkowita moc doprowadzona do układu jest równa P. Moc ta dzieli się równomiernie na obie anteny, amplituda prądu w każdej antenie jest więc równa (przy założeniu anten bezstratnych)

$$I = \sqrt{\frac{P}{(R_{11}+R_{12})}} \tag{3-64}$$

Układ promieniuje maksymalnie w kierunku $\Theta = \pi/2$, $\Phi = \pm\pi/2$, dla którego natężenie pola przyjmuje wartość

$$E_{max} = 120\sqrt{\frac{P}{(R_{11}+R_{12})}} \tag{3-65}$$

Załóżmy, dalej, że taką samą moc P doprowadzono do pojedynczej anteny półfalowej umieszczonej wzdłuż osi z. Natężenie pola wytwarzane przez tę antenę w płaszczyźnie xy

$$E_{\lambda/2} = 60\sqrt{\frac{2P}{R_{11}}} \tag{3-66}$$

Kwadrat stosunku E_{max} do $E_{\lambda/2}$ wyznacza zysk energetyczny rozważanego układu antenowego w odniesieniu do anteny półfalowej

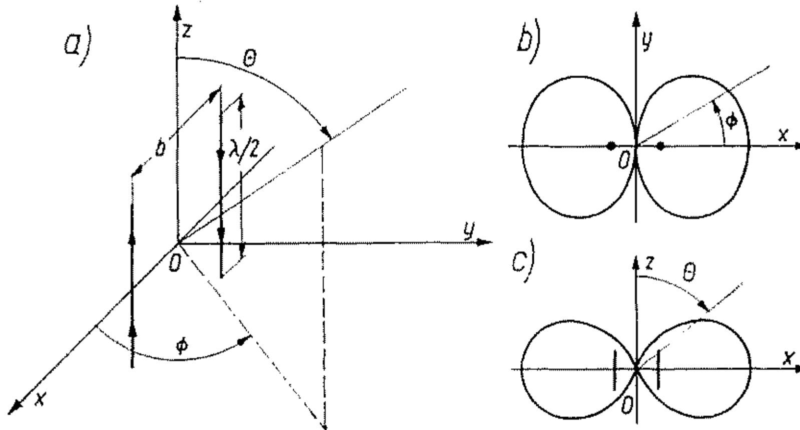
$$G_{\lambda/2} = \left(\frac{E_{max}}{E_{\lambda/2}}\right)^2 = \frac{2R_{11}}{R_{11}+R_{12}} \tag{3-67}$$

W szczególnym przypadku, gdy $b = \lambda/2$

$$G_{\lambda/2} = \frac{2\cdot 73}{73-13} = 2,44$$

3.4.4. UKŁAD DWÓCH RÓWNOLEGŁYCH ANTEN PÓŁFALOWYCH ZASILANYCH W PRZECIWFAZIE

Jako drugi przykład rozważymy układ antenowy złożony z dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych prądami o jednakowej amplitudzie, ale przeciwnej fazie (rys. 3-22a). Charakterystykę promieniowania tego układu obliczymy podobnie



Rys. 3-22. Układ antenowy złożony z dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych w przeciwfazie: a) rozmieszczenie anten w układzie; b) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy; c) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xz

jak poprzednio uwzględniając jednak, że tym razem $I_1 = -I_2$. Wyrażenie na pole w obszarze promieniowania przyjmuje więc postać

$$E_\Theta = 120 I_1 \sin\left(k\frac{b}{2}\sin\Theta\cos\Phi\right)\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta} \tag{3-68}$$

Charakterystyki promieniowania rozważanego układu pokazano na rys. 3-22b, c. Impedancja wejściowa obu anten jest również jednakowa, ale różna od impedancji wejściowej anten w układzie współfazowym

$$Z_1 = Z_2 = Z_{11} - Z_{12} \tag{3-69}$$

Jeśli odległość między antenami będziemy zmniejszać do zera, to rezystancja wejściowa obu anten będzie dążyć do zera, bowiem R_{12} dąży do wartości równej R_{11}.

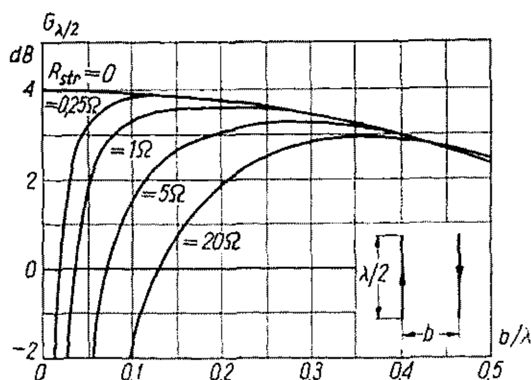
Postępując podobnie jak w przypadku układu współfazowego, znajdujemy wyrażenie na zysk energetyczny układu w odniesieniu do anteny półfalowej

$$G_{\lambda/2} = \frac{2R_{11}}{R_{11} - R_{12}} \sin^2\left(\frac{kb}{2}\right) \tag{3-70}$$

Dla małych odległości między antenami $\left(b \leqslant 0{,}05\frac{\lambda}{2}\right)$ wyrażenie na rezystancję wzajemną można przedstawić w postaci przybliżonej

$$R_{12} \approx R_{11} - 60\pi^2 \left(\frac{b}{\lambda}\right)^2 \tag{3-71}$$

Wstawiając zależność (3-71) do wyrażenia (3-70) i zastępując sinus jego argumentem znajdujemy, że zysk energetyczny układu przeciwfazowego dąży do stałej



Rys. 3-23. Zależność zysku energetycznego układu antenowego z rys. 3-22a od odległości między antenami

wartości 2,44, gdy odległość między antenami dąży do zera. Stwierdzenie to jest jednak słuszne tylko przy pominięciu strat w antenach. Przy uwzględnieniu strat wyrażenie (3-70) przyjmuje postać

$$G_{\lambda/2} = \frac{2R_{11}}{R_{11} - R_{12} + R_{str}} \sin^2\left(\frac{kb}{2}\right) \tag{3-72}$$

przy czym R_{str} — rezystancja strat każdej anteny.

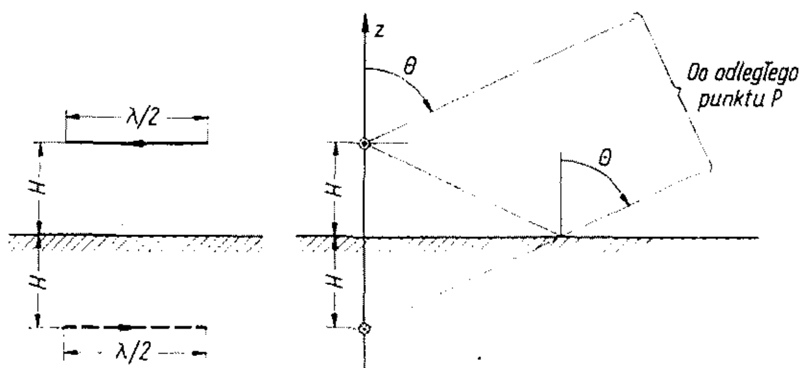
Łatwo teraz sprawdzić, że dla b dążącego do zera i $R_{str} \neq 0$ zysk energetyczny układu maleje do zera. Na rys. 3-23 przedstawiono zależność zysku energetycznego rozważanego układu antenowego od odległości między antenami dla kilku wartości rezystancji strat.

3.4.5. ANTENA LINIOWA NAD ZIEMIĄ

Wszystkie dotychczasowe rozważania dotyczyły anten znajdujących się w swobodnej przestrzeni. Założenie takie można uznać za słuszne przy rozpatrywaniu wysoko umieszczonych anten dla fal metrowych i krótszych oraz anten umieszczonych w kosmosie; jednak w większości przypadków anten zbudowanych na powierzchni ziemi należy uwzględnić jej wpływ na promieniowanie anten. Pod wpływem pola elektromagnetycznego anteny pojawiają się w ziemi prądy elektryczne, które są źródłem wtórnego pola elektromagnetycznego. Rozkład prądów w ziemi

zależy od rodzaju anteny, wysokości jej zawieszenia, częstotliwości oraz parametrów elektrycznych ziemi. Ogólna analiza wpływu ziemi na parametry anten jest bardzo trudna [30, 52]. Ograniczmy się tutaj tylko do omówienia najprostszego przypadku, traktując ziemię jako płaski, nieograniczony, doskonały przewodnik.

Poziomy dipol półfalowy nad ziemią idealną. Rozważymy półfalowy dipol umieszczony poziomo na wysokości H nad płaską, doskonale przewodzącą ziemią (rys. 3-24). Pole w odległym punkcie P jest teraz sumą dwóch fal: fali bezpośredniej i fali



Rys. 3-24. Poziomy dipol półfalowy nad ziemią idealną

odbitej od powierzchni ziemi. Przy założeniu, że ziemia jest doskonałym przewodnikiem, składowa styczna pola elektrycznego na jej powierzchni musi być równa zeru. Dla spełnienia tego warunku brzegowego fala odbita musi doznawać zmiany fazy o 180° w punkcie odbicia.

W celu obliczenia pola w odległym punkcie P najdogodniej będzie zastosować metodę odbić zwierciadlanych. Wpływ ziemi zastępujemy zwierciadlanym odbiciem anteny z prądem przesuniętym w fazie o 180° w stosunku do prądu w antenie. W ten sposob problem anteny nad płaską doskonale przewodzącą ziemią został przekształcony w znany już nam problem układu antenowego złożonego z dwóch dipoli zasilanych w przeciwfazie. Pod wpływem ziemi ulega więc zmianie impedancja wejściowa anteny, która teraz jest równa

$$Z_1 = Z_{11} - Z_m \tag{3-73}$$

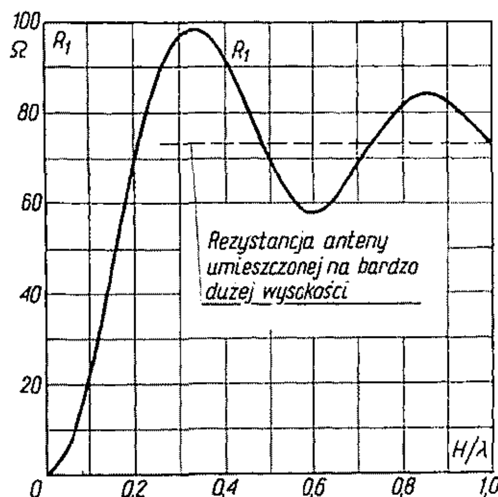
przy czym:

Z_{11} — impedancja własna anteny odosobnionej;

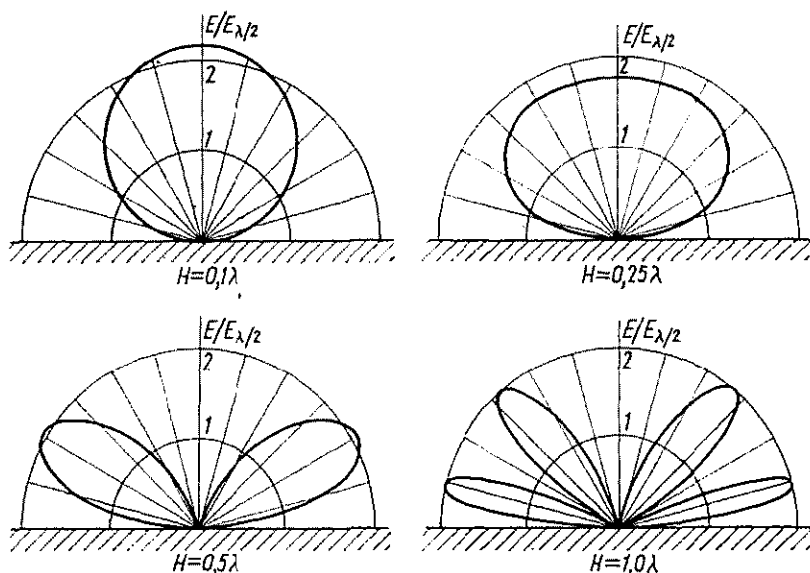
Z_m — impedancja wzajemna między anteną a jej zwierciadlanym odbiciem.

Dla małych wysokości zawieszenia, rezystancja wzajemna jest bliska rezystancji własnej i wobec tego rezystancja wejściowa anteny jest bliska zera. W miarę zwiększania wysokości zawieszenia, rezystancja wejściowa anteny początkowo wzrasta monotonicznie, a następnie oscyluje wokół wartości odpowiadającej wartości rezystancji wejściowej anteny odosobnionej. Amplituda oscylacji maleje przy wzroście wysokości zawieszenia (rys. 3-25).

Ponieważ antena i jej zwierciadlane odbicie mają prądy o jednakowej amplitudzie, ale przeciwnej fazie, więc promieniowanie wzdłuż powierzchni ziemi jest zawsze równe zeru. Kształt charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej zależy od wysokości zawieszenia anteny. Jeśli wysokość zawieszenia nie przekracza 0,25λ, to maksimum promieniowania występuje w kierunku pionowym. Przy wysokości zawieszenia przekraczającej 0,5λ charakterystyka ulega rozszczepieniu, przy czym liczba listków zwiększa się przy wzroście wartości *H* (rys. 3-26).

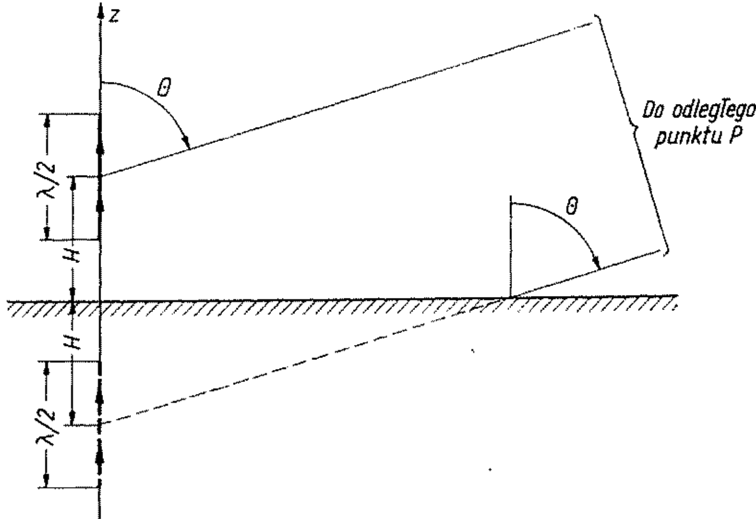


Rys. 3-25. Rezystancja wejściowa dipola półfalowego umieszczonego poziomo nad ziemią idealną

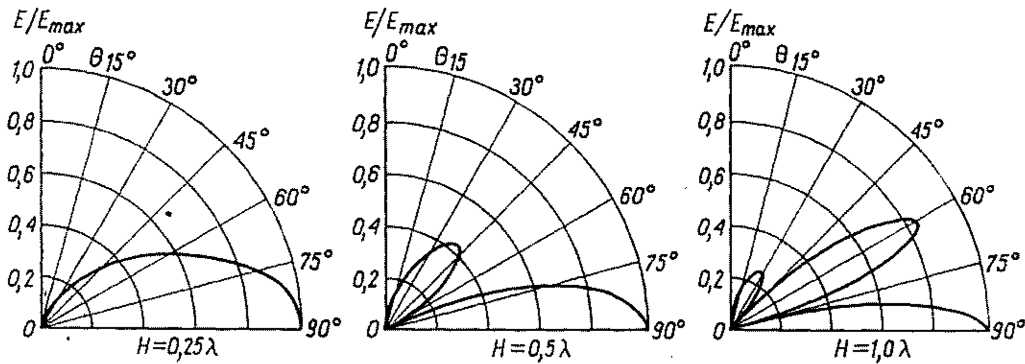


Rys. 3-26. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej dipola półfalowego umieszczonego poziomo na wysokości *H* nad ziemią idealną (Na wykresach podano względne wartości natężenia pola w stosunku do natężenia pola dipola półfalowego w swobodnej przestrzeni zasilanego taką samą mocą)

Pionowy dipol półfalowy nad ziemią idealną. Zajmiemy się teraz dipolem półfalowym umieszczonym pionowo nad płaską, doskonale przewodzącą ziemią. Środek dipola znajduje się przy tym na wysokości H (rys. 3-27). Do analizy tego przypadku możemy również zastosować metodę odbić zwierciadlanych z tym, że prąd



Rys. 3-27. Pionowy dipol półfalowy nad ziemią idealną



Rys. 3-28. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej dipola półfalowego umieszczonego pionowo na wysokości H nad ziemią idealną

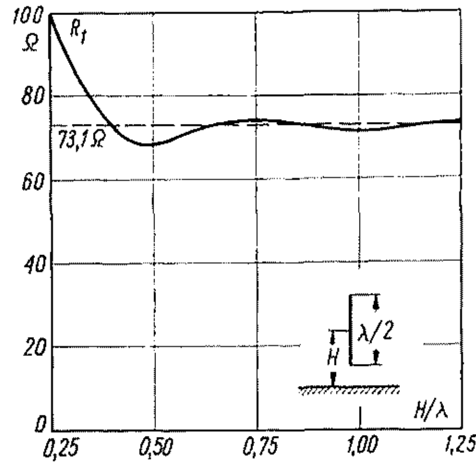
w zwierciadlanym odbiciu ma teraz fazę zgodną z fazą prądu w dipolu. W związku z tym antena promieniuje maksymalnie wzdłuż powierzchni ziemi. Jeśli wysokość zawieszenia środka anteny nie przekracza $0{,}25\lambda$, to charakterystyka promieniowania jest jednowiązkowa. Przy większych wysokościach zawieszenia charakterystyka ulega rozszczepieniu (rys. 3-28).

Podobnie jak w przypadku anteny poziomej, impedancja wejściowa anteny pionowej w obecności ziemi również ulega zmianie

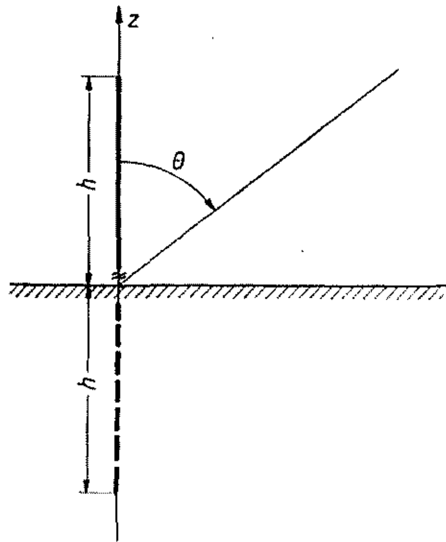
$$Z_1 = Z_{11} + Z_m \tag{3-74}$$

przy czym Z_m — impedancja wzajemna anten ułożonych osiowo.

Ponieważ moduł impedancji wzajemnej przy osiowym ułożeniu anten przyjmuje znacznie mniejsze wartości niż przy ułożeniu równoległym, więc wpływ ziemi na impedancję wejściową dipola pionowego jest również mniejszy (rys. 3-29).



Rys. 3-29. Rezystancja wejściowa dipola półfalowego umieszczonego pionowo nad ziemią idealną



Rys. 3-30. Pionowa antena niesymetryczna zasilana względem ziemi

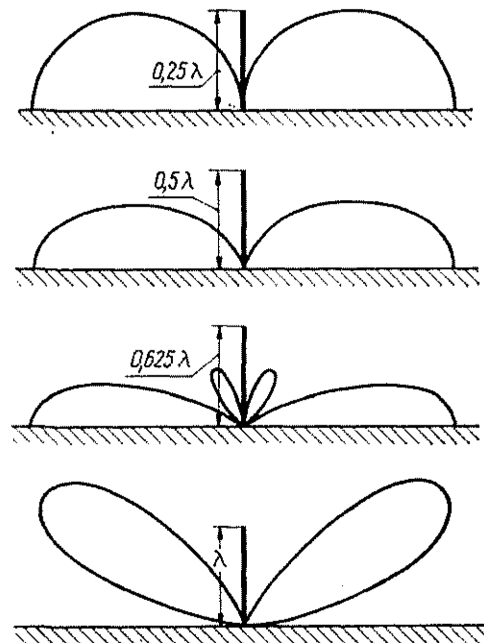
Antena pionowa zasilana u podstawy. Rozważymy niesymetryczną antenę pionową w postaci pręta o wysokości h umieszczonego pionowo nad ziemią idealną i pobudzanego u podstawy. Stosując metodę odbić zwierciadlanych stwierdzamy, że promieniowanie takiej anteny jest równoważne promieniowaniu symetrycznej anteny o długości $2h$ (rys. 3-30). Oczywiście antena niesymetryczna promieniuje tylko w górnej półprzestrzeni. W związku z tym pole w górnej półprzestrzeni jest $\sqrt{2}$ razy większe niż pole wytwarzane w tym obszarze przez antenę symetryczną zasilaną

taką samą mocą jak antena niesymetryczna. Jednocześnie rezystancja promieniowania anteny niesymetrycznej jest równa połowie rezystancji promieniowania odpowiadającej jej anteny symetrycznej.

Pole wytwarzane przez antenę niesymetryczną można obliczyć ze wzoru (3-2). Jeśli prąd w antenie wyrazimy przez rezystancję promieniowania R_{pr} i moc doprowadzoną do anteny równą P, to wzór (3-2) przyjmie następującą postać:

$$E(\Theta) = \frac{60}{r}\sqrt{\frac{2P}{R_{pr}}}\left[\frac{\cos(kh\cos\Theta)-\cos(kh)}{\sin\Theta}\right] \tag{3-75}$$

Jeśli wysokość anteny jest mniejsza od 0,5λ, to antena ma jednowiązkową charakterystykę promieniowania i promieniuje maksymalnie wzdłuż powierzchni ziemi.



Rys. 3-31. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej niesymetrycznej anteny pionowej zasilanej względem ziemi przy różnych wysokościach anteny

Przy zwiększaniu wysokości anteny pojawia się listek boczny, jeśli jednak wysokość anteny nie przekracza 0,67λ, to kierunek maksymalnego promieniowania w dalszym ciągu leży w płaszczyźnie ziemi. Dalsze zwiększenie wysokości anteny powoduje zmniejszenie promieniowania wzdłuż powierzchni ziemi i wzrost listka bocznego. W szczególności przy $h = \lambda$ promieniowanie wzdłuż powierzchni ziemi staje się równe zeru (rys. 3-31).

3.4.6. UKŁADY ANTENOWE Z ELEMENTAMI BIERNYMI

W poprzednio rozważanych układach antenowych obie anteny były zasilane za pomocą torów przesyłowych. Ciekawe właściwości kierunkowe można uzyskać również stosując elementy promieniujące nie połączone z torem przesyłowym, czyli

elementy bierne. Prądy w tych elementach płyną pod wpływem pola wytwarzanego przez element zasilany, zwany *elementem czynnym*. Przykład układu antenowego złożonego z jednego elementu czynnego i jednego elementu biernego pokazano na rys. 3-32.

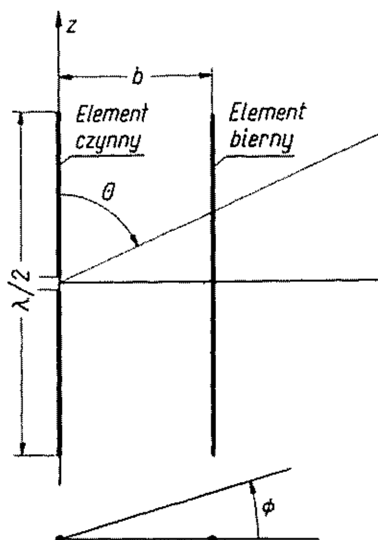
Prąd w elemencie biernym znajdujemy rozwiązując równanie macierzowe (3-58)

$$I_2 = -I_1 \frac{Z_{12}}{Z_{22}} = I_1 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| e^{j(\pi + \vartheta_{12} - \vartheta_{22})} \tag{3-76}$$

przy czym:

ϑ_{12} — argument impedancji wzajemnej;

ϑ_{22} — argument impedancji własnej anteny biernej.



Rys. 3-32. Układ antenowy złożony z jednego elementu czynnego i jednego elementu biernego

W ogólnym przypadku zaciski anteny biernej nie muszą być zwarte, może być ona obciążona dowolną reaktancją; przez X_{22} będziemy więc rozumieli sumę reaktancji własnej i reaktancji dołączonej.

Pole wytwarzane przez rozważany układ w obszarze promieniowania można przedstawić (p. 2.1.7) w postaci

$$E_\Theta = 60 \left| \left[I_1 e^{j\frac{kb}{2}\sin\Theta\cos\Phi} + I_2 e^{-j\frac{kb}{2}\sin\Theta\cos\Phi} \right] \right| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta} \tag{3-77}$$

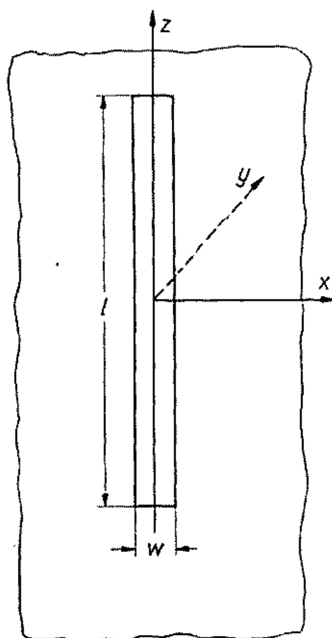
W szczególności w płaszczyźnie xy ($\Theta = \pi/2$) otrzymujemy

$$E_\Theta = 60 \left| \left(I_1 e^{j\frac{kb}{2}\cos\Phi} + I_2 e^{-j\frac{kb}{2}\cos\Phi} \right) \right| \tag{3-78}$$

ANTENY SZCZELINOWE 4

4.1. SZCZELINA JAKO DIPOL MAGNETYCZNY; ZASADA BABINETA

Rozważmy szczelinę wyciętą w nieskończenie rozległym, doskonale przewodzącym i nieskończenie cienkim ekranie. Niech szerokość szczeliny w będzie mała w porównaniu z jej długością l i z długością fali λ. Załóżmy dalej, że szczelina umieszczona w płaszczyźnie xz jest pobudzana falą płaską rozchodzącą się wzdłuż osi y (rys. 4-1). Interesuje nas pole w szczelinie oraz promieniowanie szczeliny. Ze względu



Rys. 4-1. Szczelina w nieskończenie rozległym płaskim ekranie metalowym

na doskonałą przewodność ekranu składowa styczna pola elektrycznego na brzegach szczeliny jest równa zeru. Ponadto, uwzględniając przyjęty warunek $w/\lambda \ll 1$, pole w dowolnym przekroju poprzecznym $z = \text{const}$ możemy uważać za stałe, tak że składowa pola wzdłuż osi z jest równa zeru. Mamy więc dla pola w szczelinie

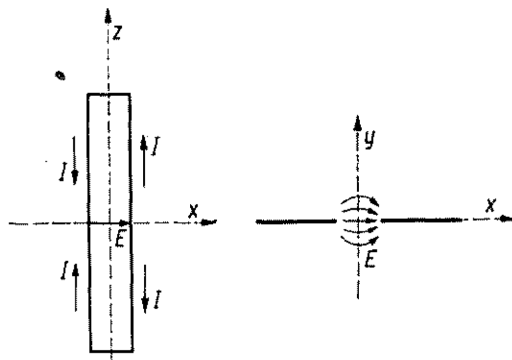
$$\boldsymbol{E} = \mathit{1}_x E_x \tag{4-1}$$

Linie pola elektrycznego są zatem prostopadłe do dłuższego boku szczeliny. Jest to właściwość charakterystyczna dla szczeliny promieniującej. Prócz tego pole

wtórne powstałe wskutek pobudzenia szczeliny ma maksimum w szczelinie (rys. 4-2) wynikające z warunku

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \tag{4-2}$$

Jeśli w pierwszym przybliżeniu założymy, że w otoczeniu szczeliny tylko składowa pola elektrycznego wzdłuż osi x jest różna od zera, to $\nabla \times \boldsymbol{E}$, a tym samym i pole magnetyczne nie ma w szczelinie składowych poprzecznych.



Rys. 4-2. Rozkład prądu i pola elektrycznego w szczelinie

Stosując do szczeliny zasadę prądów równoważnych (2-91) stwierdzamy więc, że promieniowanie szczeliny jest uwarunkowane jedynie równoważnymi prądami magnetycznymi

$$^*\boldsymbol{K} = -\boldsymbol{1}_y \times \boldsymbol{E} = \boldsymbol{1}_z E_x \tag{4-3}$$

Przez analogię do dipola elektrycznego, w którym płyną tylko wzdłużne prądy elektryczne, możemy promieniującą szczelinę uważać za dipol magnetyczny. Promieniowanie szczeliny można określić korzystając ze wzoru (2-23), przy czym całkę objętościową należy zamienić na całkę po powierzchni szczeliny (poza obszarem szczeliny pole elektryczne w płaszczyźnie xz jest równe zeru)

$$E_\Theta = \frac{k}{4\pi \mathrm{j}} \sin\Theta \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \int\limits_{szcz} E_x \mathrm{e}^{\mathrm{j}k\boldsymbol{R}_0 \cdot \boldsymbol{1}_r} \mathrm{d}S \tag{4-4}$$

Jeśli pominie się szerokość szczeliny, to $\boldsymbol{R}_0 \cdot \boldsymbol{1}_r \approx z\cos\Theta$ i ponieważ funkcja podcałkowa w zależności (4-4) nie zależy od x, można całkę po powierzchni szczeliny zastąpić całką wzdłuż jej długości

$$E_\Theta = \frac{kw}{4\pi \mathrm{j}} \sin\Theta \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} \int\limits_{-l/2}^{l/2} E_x \mathrm{e}^{\mathrm{j}kz\cos\Theta} \mathrm{d}z \tag{4-5}$$

Rozkład pola wzdłuż szczeliny można określić w następujący sposób. Przede wszystkim zauważmy, że wskutek doskonałej przewodności ekranu, natężenie pola elektrycznego zmniejsza się do zera dla $z = \pm l/2$. Kontur szczeliny możemy więc uważać za obustronnie zwarty odcinek toru dwuprzewodowego (rys. 4-2), jeśli zatem

przez v oznaczymy prędkość fazową fali w tym torze, to rozkład pola w szczelinie można przedstawić w postaci

$$E_x = E_0 \sin\left[k\frac{c}{v}\left(\frac{l}{2}-|z|\right)\right] \tag{4-6}$$

Szczelinę o długości $l = \frac{\lambda}{2}\frac{v}{c}$ nazywamy *szczeliną półfalową*. W większości przypadków możemy założyć $v = c$ i wówczas ze wzorów (4-5) i (4-6) otrzymujemy następujące wyrażenie na pole promieniowane przez szczelinę półfalową:

$$E_\Theta = \frac{E_0}{2kj}\frac{w}{\lambda}\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta}\frac{e^{-jkr}}{r} \tag{4-7}$$

Charakterystyka promieniowania szczeliny półfalowej jest więc taka sama jak charakterystyka dipola półfalowego. Różnica między szczeliną a dipolem polega tylko na polaryzacji, która w przypadku szczeliny jest ortogonalna w stosunku do dipola. Wzór (4-7) jest słuszny tylko dla nieskończenie rozległego ekranu. Przy skończonych rozmiarach ekranu charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy przestaje być równomierna (rys. 4-3).

Przedstawiona wyżej analogia między dipolami elektrycznymi i magnetycznymi jest szczególnym przypadkiem *zasady dualizmu*. Z zasady dualizmu wynika również *zasada Babineta*, którą dla wielkości wektorowych można sformułować w następujący sposób. Niech $\boldsymbol{E}_p = \boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{H}_p = \boldsymbol{G}$ będzie polem padającym na płaski ekran *1* i niech $\boldsymbol{E}_1$, $\boldsymbol{H}_1$ będzie polem dyfrakcyjnym poza ekranem. Zamienimy teraz ekran *1* na ekran dopełniający *2*. Jeśli ponadto w fali padającej zamienimy między sobą wektory pola elektrycznego i magnetycznego $\boldsymbol{E}_p = -\boldsymbol{G}$, $\boldsymbol{H}_p = \boldsymbol{F}$ i przez $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$ oznaczymy pole dyfrakcyjne za ekranem dopełniającym, to dla pól dyfrakcyjnych w obu przypadkach zachodzą następujące związki [28, 45]:

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{H}_2 &= \boldsymbol{F} \\ \boldsymbol{H}_1-\boldsymbol{E}_2 &= \boldsymbol{G} \end{aligned}\right\} \tag{4-8}$$

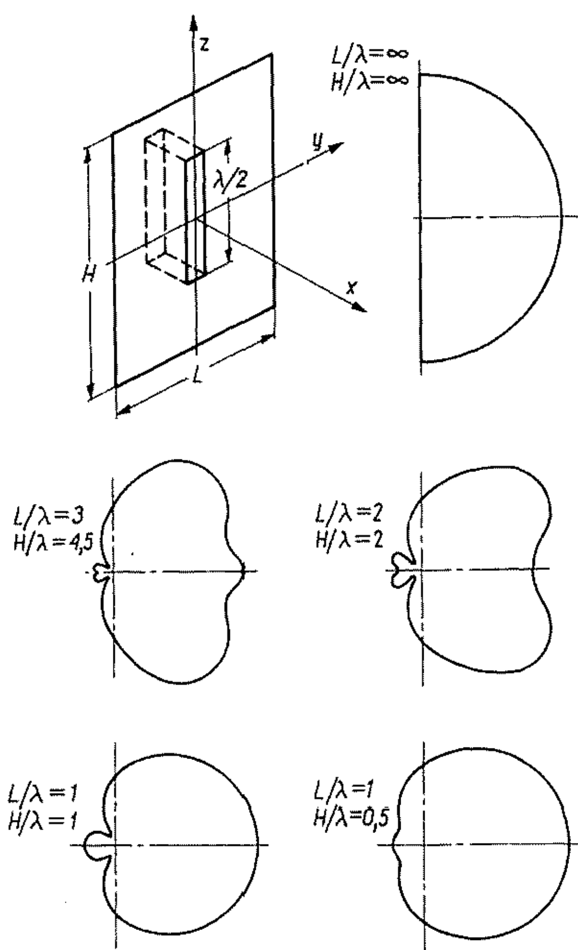
Wpływ ekranów na przechodzącą przez nie falę można wyrazić przez zastępcze impedancje ekranów Z_1 i Z_2. Z zasady Babineta wynika ważny związek dla impedancji ekranów wzajemnie dopełniających się

$$Z_1 Z_2 = 4\zeta^2 \tag{4-9}$$

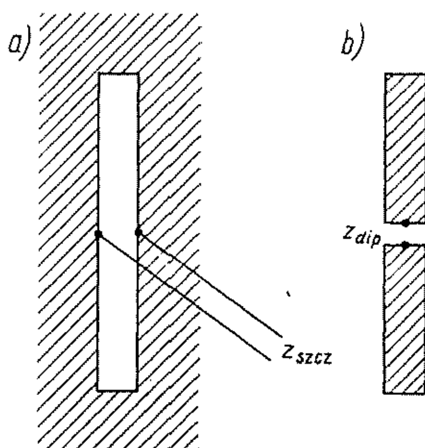
przy czym ζ jest impedancją falową ośrodka, w którym są umieszczane ekrany.

Zastosujemy zależność (4-9) do przypadku nieskończenie rozległego ekranu ze szczeliną i ekranu dopełniającego w postaci dipola paskowego (rys. 4-4). Przez Z_1 i Z_2 możemy teraz rozumieć impedancje wejściowe odpowiednio szczeliny i dipola. Wzór (4-9) umożliwia więc znalezienie impedancji wejściowej szczeliny ze znanej impedancji wejściowej dipola

$$Z_{szcz} = \frac{\zeta_0^2}{4Z_{dip}} \tag{4-10}$$



Rys. 4-3. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie *E* półfalowej szczeliny w ekranie prostokątnym o różnych rozmiarach

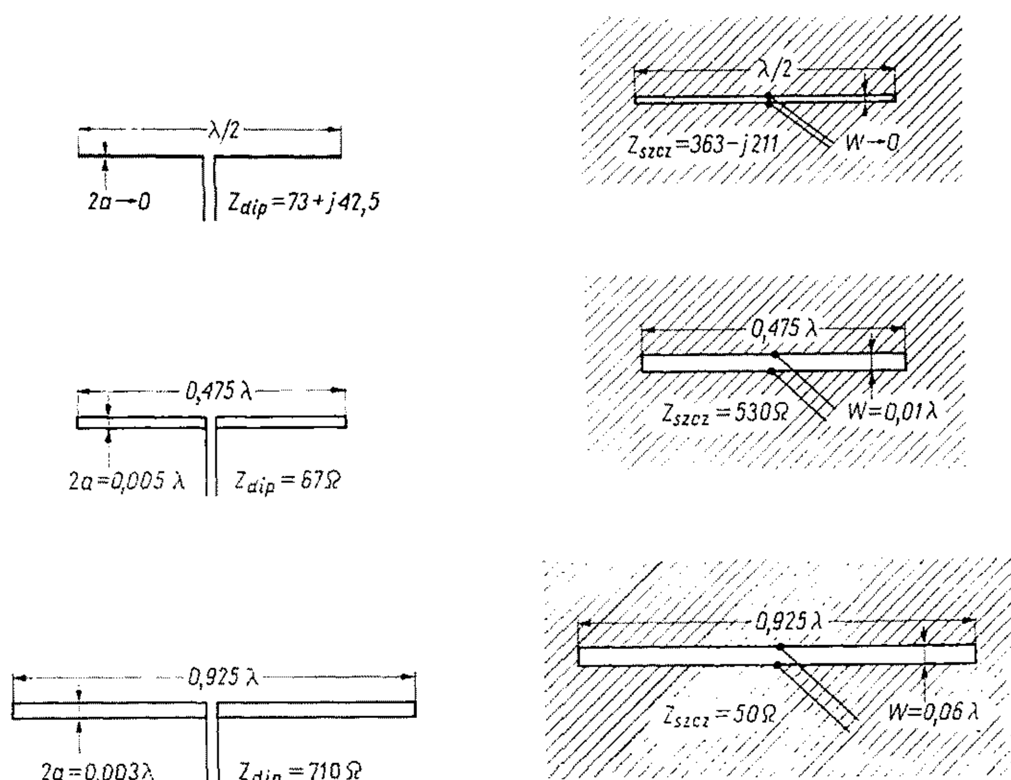


Rys. 4-4. Nieskończenie rozległy ekran ze szczeliną (a) oraz dopełniający ekran w postaci dipola paskowego (b)

W szczególności dla nieskończenie cienkiej szczeliny półfalowej otrzymujemy

$$Z_{szcz} = \frac{(120\pi)^2}{4(73,1+j42,5)} = 563-j211\ \Omega$$

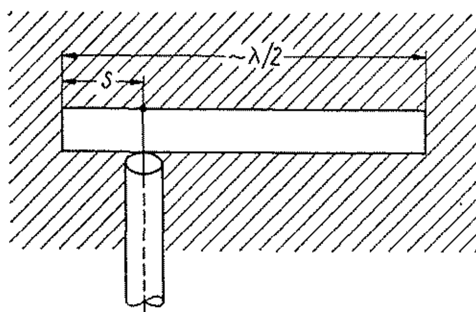
Wzór (4-10) można również stosować w przypadku szczelin o skończonej szerokości w, z tym że na Z_{dip} należy podstawić impedancję wejściową dipola cylindrycznego o zastępczym promieniu równym $a = w/4$ (rys. 4-5).



Rys. 4-5. Porównanie impedancji wejściowej cylindrycznego dipola i dopełniającej szczeliny dla różnych długości dipola i szczeliny

Impedancja wejściowa rezonansowej szczeliny półfalowej wynosi około 500 Ω; jest to wartość niedogodna do pobudzenia szczeliny przy użyciu toru współosiowego. Dopasowanie impedancji można uzyskać przez przesunięcie punktu pobudzenia szczeliny, jak to pokazano na rys. 4-6.

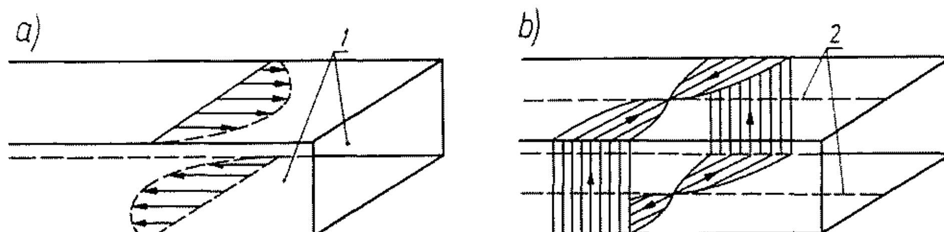
Szczelina w płaskim ekranie promieniuje równomiernie po obu stronach ekranu. Jeśli zachodzi potrzeba, można uzyskać promieniowanie jednokierunkowe przez zamknięcie szczeliny z jednej strony za pomocą wnęki rezonansowej (rys. 4-3). Impedancja wejściowa takiej szczeliny jest równa podwojonej impedancji wejściowej szczeliny otwartej.



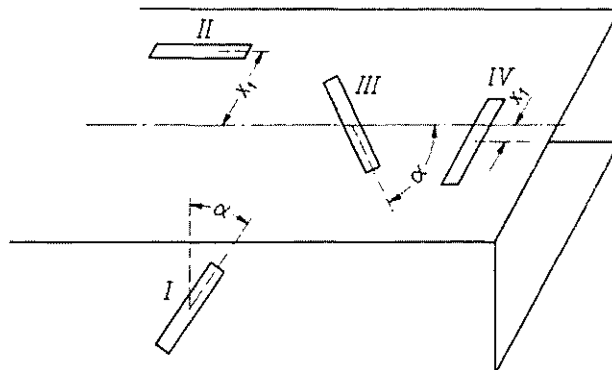
Rys. 4-6. Pobudzenie półfalowej szczeliny za pomocą przewodu współosiowego

4.2. SZCZELINA W FALOWODZIE

Anteny szczelinowe są bardzo rozpowszechnione w technice mikrofalowej, gdzie szczeliny wycina się wprost w ściankach falowodów. Należy przy tym pamiętać, że *szczelina promieniująca* musi przecinać linie prądu. Na rys. 4-7 przedstawiono rozkład prądów w ściankach falowodu prostokątnego z modem TE_{10}, a na rys. 4-8 cztery podstawowe typy szczelin promieniujących. Zbadamy, jakie obciążenie dla falowodu przedstawia promieniująca szczelina. Ograniczmy się jedynie do omówienia falowodu prostokątnego z modem podstawowym TE_{10}.

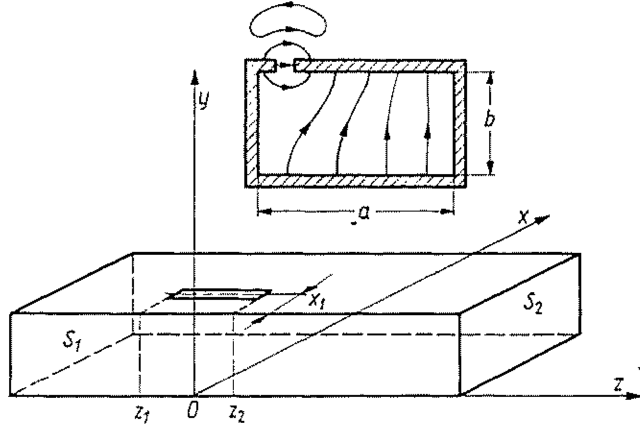


Rys. 4-7. Prądy wzdłużne (a) i poprzeczne (b) w ściankach prostokątnego falowodu z falą typu TE_{10}
1 — powierzchnie bez prądów wzdłużnych; *2* — linie bez prądów poprzecznych



Rys. 4-8. Cztery podstawowe typy szczelin promieniujących w falowodzie prostokątnym

Wyobraźmy sobie nieograniczony falowód ze szczeliną rozciągającą się między punktami z_1 i z_2 (rys. 4-9). Załóżmy, że falowód jest pobudzany przez znany rozkład pola w szczelinie. W falowodzie rozchodzą się więc fale w obu kierunkach od



Rys. 4-9. Szczelina w falowodzie prostokątnym

szczeliny, przy czym w dostatecznie dużej odległości od szczeliny występuje tylko mod TE_{10}. Składowe poprzeczne tych fal zapiszemy w postaci [31]:

$$\left.\begin{aligned} E_{1y} &= AE_y e^{-j\beta z} \\ H_{1x} &= AH_x e^{-j\beta z} \end{aligned}\right\} \quad z > z_2 \qquad \text{(4-11a)}$$

$$\left.\begin{aligned} E_{1y} &= BE_y e^{-j\beta z} \\ H_{1x} &= BH_x e^{-j\beta z} \end{aligned}\right\} \quad z < z_1 \qquad \text{(4-11b)}$$

przy czym:

A, B — stałe określające amplitudy fal rozchodzących się w prawo i w lewo od szczeliny;

$E_y = \frac{jV}{b}\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)$;

$H_x = -\frac{jV}{bZ_f}\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)$;

a, b — poprzeczne rozmiary falowodu;

$Z_f = \zeta\frac{\lambda_f}{\lambda_0}$ — impedancja falowa;

V — stała;

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_f}$;

λ_f — długość fali w falowodzie.

W celu wyznaczenia stałych A i B wyprowadzimy najpierw zależność pomocniczą. Rozważmy dwa pola $\boldsymbol{E}_1$, $\boldsymbol{H}_1$ i $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$ o takiej samej częstotliwości, spełniające jednorodne równania Maxwella. Na mocy tych równań mamy

$$\nabla\cdot(\boldsymbol{E}_1\times\boldsymbol{H}_2-\boldsymbol{E}_2\times\boldsymbol{H}_1)=0 \qquad \text{(4-12)}$$

Rozważmy dowolny obszar V ograniczony powierzchnią S; na podstawie twierdzenia Ostrogradskiego-Gaussa zależność (4-12) możemy przedstawić w postaci

$$\oint_S (\boldsymbol{E}_1 \times \boldsymbol{H}_2 - \boldsymbol{E}_2 \times \boldsymbol{H}_1) \cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}S = 0 \tag{4-13}$$

przy czym $\boldsymbol{1}_n$ — wektor jednostkowy normalny do powierzchni S i skierowany na zewnątrz omawianego obszaru.

Niech teraz $\boldsymbol{E}_1$, $\boldsymbol{H}_1$ będzie polem wzbudzonym w falowodzie przez szczelinę, a $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$ — falą rozchodzącą się swobodnie w falowodzie w kierunku dodatnich wartości z. Za obszar V przyjmujemy odcinek falowodu zawierający szczelinę i ograniczony powierzchniami S_1 i S_2 (rys. 4-9), leżącymi dostatecznie daleko od szczeliny.

Przez powierzchnię S_2 fale *1* i *2* przechodzą w tym samym kierunku, więc wartość całki (4-13) po tej powierzchni jest równa zeru. Przez powierzchnię S_1 fale *1* i *2* przechodzą w przeciwnych kierunkach; biorąc pod uwagę, że $\boldsymbol{1}_n = -\boldsymbol{1}_z$ znajdujemy wartość całki po tej powierzchni równą — $4BP$, przy czym

$$P = \frac{V^2 a}{4bZ_f} \tag{4-14}$$

jest mocą niesioną przez swobodnie rozchodzącą się falę. Ponieważ na ściankach falowodu iloczyn $\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_2$ jest równy zeru, a iloczyn $\boldsymbol{1}_n \times \boldsymbol{E}_1$ jest różny od zera tylko w obszarze szczeliny więc ostatecznie otrzymujemy

$$4BP = \int_{szcz} (\boldsymbol{E}_1 \times \boldsymbol{H}_2) \cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}S \tag{4-15}$$

Założmy teraz, że szczelina jest bardzo wąska, a jej długość równa $\lambda/2$; rozkład pola w szczelinie możemy więc zapisać w postaci

$$\boldsymbol{E}_1 = \boldsymbol{1}_x E_0 \cos(kz) \tag{4-16}$$

Wstawiając wyrażenie (4-16) do zależności (4-15) i wykonując całkowanie wyznaczamy stałą B

$$B = -\frac{2}{\pi} \frac{E_0 w}{V} \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \cos\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \cos\left(\beta \frac{\lambda_0}{4}\right) \tag{4-17}$$

przy czym należy uwzględnić, że składowa wzdłużna pola magnetycznego w szczelinie jest określona zależnością

$$H_z = \frac{\lambda_f}{2aZ_f} \frac{V}{b} \cos\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) e^{-j\beta z} \tag{4-18}$$

w której x_1 — współrzędna osi szczeliny.

Postępując podobnie jak przy wyznaczaniu stałej B, lecz zmieniając kierunek rozchodzenia się fali $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$ na przeciwny, możemy wyznaczyć stałą A i wówczas stwierdzimy, że $A = B$. Oznacza to, że w płaszczyźnie $z = 0$ pole elektryczne jest ciągłe, natomiast pole magnetyczne doznaje nieciągłości. Wzdłużna szczelina będzie więc wprowadzała obciążenie równoległe do ekwiwalentnego toru.

Zauważmy dalej, że stała A wyznacza wprost współczynnik odbicia ϱ w płaszczyźnie $z = 0$. Przy założeniu rezonansowej szczeliny, współczynnik odbicia przy $z = 0$ musi być czysto rzeczywisty, ponieważ impedancja „widziana" na prawo od tego punktu jest czysto rzeczywista. Unormowana konduktancja szczeliny może więc być zapisana w postaci

$$g = -\frac{2}{1+\frac{1}{\varrho}} \tag{4-19}$$

Wartość współczynnika odbicia dla rezonansowej szczeliny możemy również wyznaczyć z bilansu mocy. Moc fali padającej musi bowiem być równa sumie mocy fali odbitej, mocy fali przechodzącej oraz mocy wypromieniowanej przez szczelinę. Biorąc pod uwagę, że $A = B = \varrho$ otrzymujemy

$$P = A^2 P + (1+A)^2 P + P_{szcz} \tag{4-20}$$

skąd

$$1+\frac{1}{\varrho} = 1+\frac{1}{A} = -\frac{P_{szcz}}{2A^2 P} \tag{4-21}$$

Moc promieniowana przez szczelinę

$$P_{szcz} = \frac{1}{2}\frac{V_0^2}{R_{szcz}} \tag{4-22}$$

przy czym:

$V_0 = wE_0$ — napięcie pobudzające szczelinę;

R_{szcz} — rezystancja promieniowania szczeliny.

Załóżmy, że ścianka falowodu zawierająca szczelinę jest przedłużona nieskończenie rozległym, doskonale przewodzącym ekranem. Szczelina promieniuje więc tylko w półprzestrzeni. Zgodnie z zasadą Babineta rezystancja promieniowania rezonansowej szczeliny promieniującej w półprzestrzeni jest w przybliżeniu równa [zależność (4-10)]

$$R_{szcz} = \frac{\zeta_0^2}{2\cdot 73} \tag{4-23}$$

Wstawiając wzory (4-23), (4-14) oraz (4-22) do wzoru (4-21) a następnie korzystając z zależności (4-19) wyznaczamy ostatecznie unormowaną konduktancję szczeliny obciążającą falowód

$$g = \frac{480}{73\pi}\frac{a}{b}\frac{\lambda_f}{\lambda_0}\cos^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_0}{\lambda_f}\right) \tag{4-24}$$

W podobny sposób można wyznaczyć impedancje wprowadzone do falowodu przez inaczej zorientowane szczeliny. Na rys. 4-10 podano wzory na unormowaną rezystancję lub konduktancję czterech podstawowych typów szczelin promieniujących w falowodzie prostokątnym. Ze względu na daleko idące przybliżenia, jakie robiliśmy w trakcie wyprowadzania tych wzorów (szczególnie co do ograniczenia promieniowania szczeliny do jednej półprzestrzeni), dają one tylko orientacyjną informację o właściwościach impedancyjnych szczelin.

Nr szczeliny	Położenie szczeliny	Schemat zastępczy	Unormowana konduktancja lub reaktancja
I	α, b	$g+jb$	$g = \frac{30}{73\pi}\frac{\lambda_0^4}{a^3 b}\frac{\lambda_f}{\lambda_0}\left[\frac{\sin\alpha\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_0}{\lambda_f}\sin\alpha\right)}{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_f}\right)^2\sin^2\alpha}\right]^2$
II	a, x_1	$g+jb$	$g = \frac{480}{73\pi}\frac{a}{b}\frac{\lambda_f}{\lambda_0}\sin^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_0}{\lambda_f}\right)$
III	a, α	$r+jx$	$r = 0{,}131\frac{\lambda_0^2}{ab}\frac{\lambda_0}{\lambda_f}\left(Q_+\sin\alpha+\frac{\lambda_f}{2a}Q_-\cos\alpha\right)$ $Q_\pm = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}S_-\right)}{1-S_-^2} \pm \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}S_+\right)}{1-S_+^2}$ $S_\pm = \frac{\lambda_0}{\lambda_f}\cos\alpha \pm \frac{\lambda_0}{2a}\sin\alpha$
IV	a, x_1	$r+jx$	$r = 0{,}523\frac{\lambda_0^2}{ab}\left(\frac{\lambda_f}{\lambda_0}\right)^3\cos^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{2a}\right)$

Rys. 4-10. Schematy zastępcze i unormowane konduktancje lub rezystancje dla czterech podstawowych typów szczelin w falowodzie prostokątnym (według R. Kühn: Mikrowellenantennen, VEB Verlag Technik, Berlin 1964)

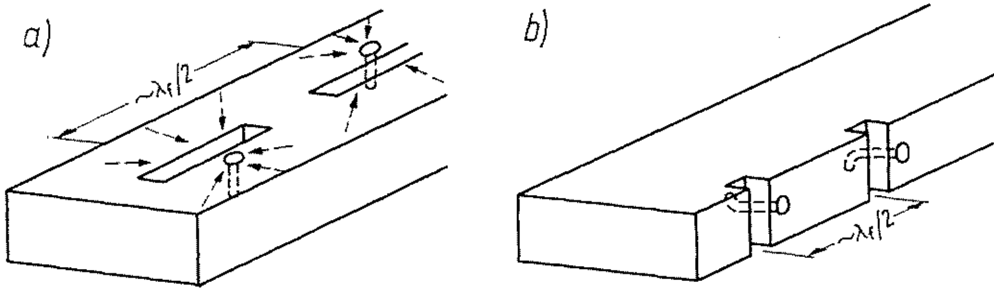
4.3. SZCZELINY POBUDZANE ZA POMOCĄ NIEJEDNORODNOŚCI W FALOWODZIE

W pewnych przypadkach zachodzi potrzeba wykorzystania w charakterze anten szczeliny wzdłużnej wyciętej wzdłuż osi szerokiej ścianki falowodu lub szczeliny poprzecznej wyciętej w bocznej ściance falowodu. Szczeliny te — jak wiemy — w normalnych warunkach nie promieniują i aby mogły być wykorzystane jako anteny, muszą być pobudzone za pomocą dodatkowych urządzeń. Do pobudzenia szczeliny wzdłużnej wykorzystuje się najczęściej kołek pojemnościowy (rys. 4-11a). Rozchodząca się w falowodzie fala TE_{10} pobudza kołek, który działa jak odbiorcza antena niesymetryczna. Prąd tej anteny rozpływa się promieniowo po ściance falowodu i powoduje pobudzenie szczeliny. Przeniesienie kołka na drugą stronę szczeliny powoduje zmianę fazy pobudzenia o 180°

Pobudzenie szczeliny poprzecznej w wąskiej ściance falowodu można uzyskać na przykład za pomocą zagiętego kołka, działającego głównie jako element induk-

cyjny (rys. 4-11b). Powoduje on zniekształcenie wzdłużnego pola magnetycznego w ten sposób, że w ściance falowodu pojawiają się prądy przecinające szczelinę.

Zaletą szczelin pobudzanych za pomocą dodatkowych urządzeń jest możliwość regulacji stopnia sprzężenia szczeliny z falowodem. W ten sposób można uzyskać nierównomierne pobudzenie szczelin i kształtować charakterystykę promieniowania układów anten szczelinowych.



Rys. 4-11. Pobudzenie szczelin za pomocą niejednorodności w falowodzie: a) wzdłużne szczeliny wzdłuż osi szerokiej ścianki falowodu pobudzane za pomocą kołków; b) poprzeczne szczeliny w bocznej ściance falowodu pobudzane za pomocą zgiętych kołków

4.4. SZCZELINA OSIOWA W POBOCZNICY KOŁOWEGO CYLINDRA

Duże znaczenie w zakresie fal ultrakrótkich mają anteny wykonane w postaci szczelin osiowych wyciętych w metalowych cylindrach. Rozważmy nieskończenie długi cylinder ze szczeliną o szerokości kątowej δ. Określenie promieniowania takiego układu sprowadza się do rozwiązania równań Maxwella w cylindrycznym układzie współrzędnych. Pole elektryczne ma tylko jedną składową E_Φ

$$E_\Phi(\varrho) = \mathrm{j}\zeta \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(2)\prime}(k\varrho)\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\Phi} \tag{4-25}$$

przy czym $H_n^{(2)\prime}$ — pochodna funkcji Hankela drugiego rodzaju.

Na powierzchni rozdziału $\varrho = a$ pole znika na powierzchni cylindra i jest różne od zera tylko w szczelinie. Pole to może być wyrażone za pomocą szeregu Fouriera

$$E_\Phi(a) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \mathrm{e}^{\mathrm{j}n\Phi} \tag{4-26}$$

przy czym

$$C_n = \frac{E_0}{n\pi} \sin\frac{n\delta}{2} \tag{4-27}$$

Porównując wzory (4-26) i (4-25) znajdujemy

$$b_n = \frac{1}{\mathrm{j}\zeta}\frac{E_0}{n\pi}\sin\frac{n\delta}{2}\frac{1}{H_n^{(2)\prime}(ka)} \tag{4-28}$$

W dużych odległościach od cylindra pochodne funkcji Hankela we wzorze (4-25) można zastąpić wyrażeniami asymptotycznymi

$$H_n^{(2)\prime}(k\varrho) \approx -\mathrm{j}\sqrt{\frac{2}{\pi k\varrho}}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(k\varrho-\frac{\pi}{4}-n\frac{\pi}{2}\right)} \tag{4-29}$$

Otrzymujemy wówczas

$$E_\Phi(\varrho) \approx \frac{-\mathrm{j}E_0}{\pi}\sqrt{\frac{2}{\pi k\varrho}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\sin\frac{n\delta}{2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(k\varrho-\frac{\pi}{4}-n\frac{\pi}{2}-n\Phi\right)}}{nH_n^{(2)\prime}(ka)} \tag{4-30}$$

Szereg występujący we wzorze (4-30) jest na ogół szybkozbieżny, tak że kilka pierwszych wyrazów zapewnia dostateczną dokładność. Jeśli szerokość szczeliny jest mała, to możemy przyjąć

$$\frac{1}{n}\sin\left(\frac{n\delta}{2}\right) \approx \frac{\delta}{2} \tag{4-31}$$

i ograniczając się do pierwszych N członów otrzymujemy

$$E_\Phi(\varrho) = A\left[\frac{1}{H_0^{(2)\prime}(ka)}+2\sum_{n=1}^{N}\frac{\mathrm{j}^n\cos(n\Phi)}{H_n^{(2)\prime}(ka)}\right] \tag{4-32}$$

przy czym

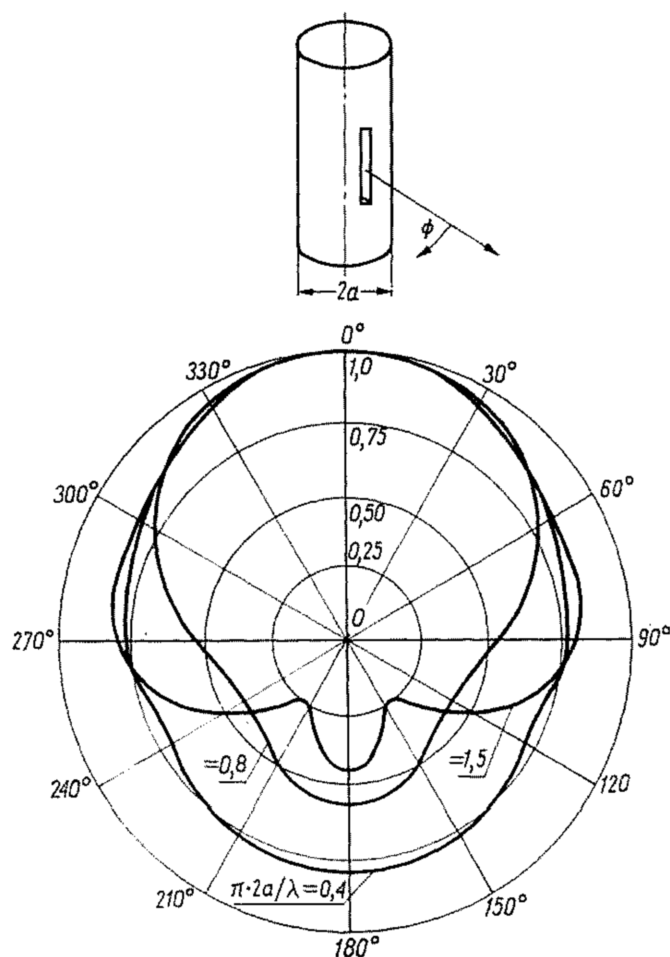
$$A = \frac{-\mathrm{j}E_0\delta}{2\pi}\sqrt{\frac{2}{\pi k\varrho}}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(k\varrho-\frac{\pi}{4}\right)} \tag{4-33}$$

W przypadku szczeliny o skończonych rozmiarach charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie poziomej będzie taka sama jak dla szczeliny nieskończenie długiej. Pełne rozwiązanie zagadnienia promieniowania szczeliny o skończonych rozmiarach można uzyskać rozważając promieniowanie dipola w pobliżu przewodzącego cylindra, a następnie stosując zasadę dualizmu. Dla szczeliny półfalowej otrzymujemy tą drogą następujące wyrażenie na charakterystykę promieniowania:

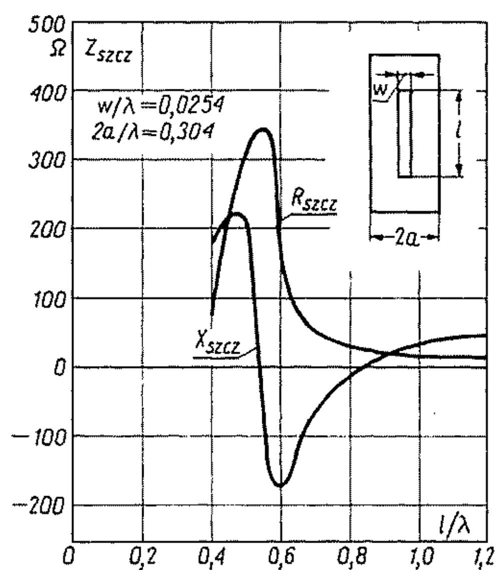
$$f(\Theta,\Phi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\Theta\right)}{\sin\Theta}\left|\frac{1}{H_0^{(2)\prime}(ka\sin\Theta)}+2\sum_{n=0}^{N}\frac{\mathrm{j}^n\cos(n\Phi)}{H_n^{(2)\prime}(ka\sin\Theta)}\right| \tag{4-34}$$

Przykłady poziomych charakterystyk promieniowania dla kilku wartości stosunku obwodu cylindra do długości fali przedstawiono na rys. 4-12.

Impedancja wejściowa szczeliny Z_{szcz} zależy od stosunku rozmiarów szczeliny i średnicy cylindra do długości fali. Przykładowy przebieg impedancji wejściowej szczeliny w funkcji jej długości pokazano na rys. 4-13.



Rys. 4-12. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej szczeliny wyciętej w metalowym cylindrze



Rys. 4-13. Przebieg impedancji wejściowej szczeliny wyciętej w metalowym cylindrze w funkcji jej długości

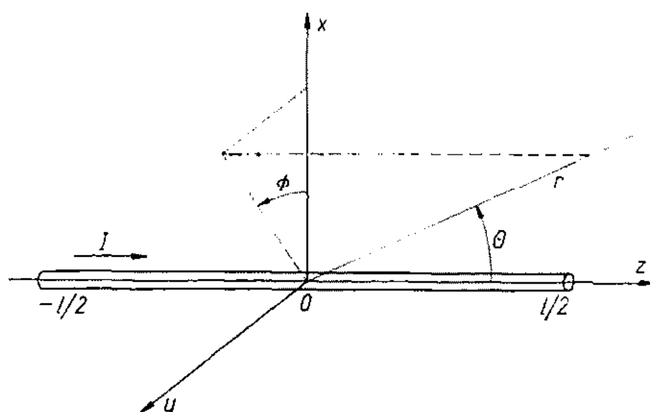
ANTENY Z FALĄ BIEŻĄCĄ 5

5.1. PRZEWODNIK PROSTOLINIOWY Z FALĄ BIEŻĄCĄ

Rozważmy przewodnik prostoliniowy, którego oś pokrywa się z osią z (rys. 5-1) i wzdłuż którego, w kierunku dodatnich z, rozchodzi się z prędkością v fala bieżąca. Jeśli pominie się tłumienie, to rozkład prądu wzdłuż przewodnika wyraża się następującą zależnością:

$$I(z) = I_0 e^{-j\beta z} \tag{5-1}$$

przy czym $\beta = \omega/v$ — stała fazowa fali rozchodzącej się wzdłuż przewodnika.



Rys. 5-1. Przewodnik prostoliniowy z falą bieżącą

Pole w strefie promieniowania wytwarzane przez ten przewodnik znajdziemy korzystając ze wzoru (2-40). Po wykonaniu całkowania otrzymujemy

$$E_\Theta = \frac{j60I_0}{r} e^{-jkr} \sin\Theta \frac{\sin\left[\frac{kl}{2}\left(\frac{\beta}{k} - \cos\Theta\right)\right]}{\frac{\beta}{k} - \cos\Theta} \tag{5-2}$$

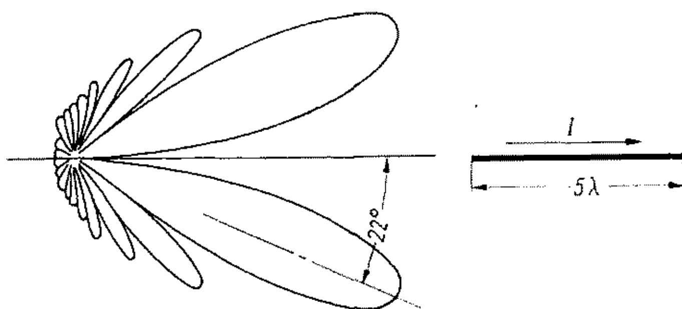
W szczególności jeśli przewodnik jest umieszczony w swobodnej przestrzeni, to prędkość rozchodzenia się fali wzdłuż przewodnika jest równa prędkości światła w próżni i wyrażenie (5-2) sprowadza się do postaci

$$E_\Theta = \frac{j60I_0}{r} e^{-jk_0 r} \sin\Theta \frac{\sin\left[\frac{k_0 l}{2}(1 - \cos\Theta)\right]}{1 - \cos\Theta} \tag{5-3}$$

Charakterystyka promieniowania przewodnika z falą bieżącą przy założeniu $v = c$ wyraża się więc wzorem

$$f(\Theta) = \sin\Theta \frac{\sin\left[\frac{k_0 l}{2}(1-\cos\Theta)\right]}{1-\cos\Theta} \tag{5-4}$$

Drugi czynnik we wzorze (5-4) osiąga maksimum dla $\Theta = 0$, jednocześnie jednak pierwszy czynnik jest równy zeru. W związku z tym przewodnik nie promieniuje wzdłuż swojej osi, a kierunek maksymalnego promieniowania tworzy z osią przewodnika tym mniejszy kąt, im większa jest jego długość mierzona w długościach



Rys. 5-2. Charakterystyka promieniowania prostoliniowego przewodnika z falą bieżącą ($l = 5\lambda$, $v = c$)

fali. Kierunek maksymalnego promieniowania oraz kierunki listków bocznych znajdujemy różniczkując wyrażenie (5-4) względem Θ i przyrównując pochodną do zera; otrzymujemy wówczas

$$\cos\Theta_{max}^{(m)} = 1 - x_m \frac{\lambda}{l} \tag{5-5}$$

przy czym x_m jest m-tym pierwiastkiem następującego równania:

$$2\pi x - \frac{\lambda_0}{\pi l}(\pi x)^2 = \mathrm{tg}(\pi x) \tag{5-6a}$$

Jeśli długość przewodnika jest znacznie większa od długości fali, to możemy pominąć drugi człon po lewej stronie równania (5-6a) i wtedy otrzymujemy równanie niezależne od długości przewodnika

$$2\pi x = \mathrm{tg}(\pi x) \tag{5-6b}$$

Pierwsze pięć pierwiastków tego równania ma następujące wartości: 0,371; 1,466; 2,480; 3,486; 4,495.

Miejsca zerowe charakterystyki promieniowania znajdujemy przyrównując prawą stronę zależności (5-4) do zera; otrzymujemy wówczas

$$\cos\Theta_0^{(n)} = 1 - n\frac{\lambda_0}{l} \tag{5-7}$$

Przykład charakterystyki promieniowania przewodnika z falą bieżącą o długości $l = 5\lambda$ przedstawiono na rys. 5-2. Kształt charakterystyki promieniowania poje-

dynczego przewodnika z falą bieżącą nie jest dogodny do praktycznych zastosowań. Dlatego też przewodnik z falą bieżącą na ogół nie jest wykorzystywany jako samodzielna antena, ale wchodzi w skład bardziej skomplikowanych anten.

Moc promieniowaną przez przewodnik z falą bieżącą znajdziemy całkując wektor Poyntinga po powierzchni kuli o dostatecznie dużym promieniu

$$P_{pr} = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \frac{|E_\Theta|^2}{\zeta_0} r^2 \sin\Theta \, d\Theta \, d\Phi \tag{5-8}$$

Podstawiając na E_Θ wyrażenie (5-3) i wykonując całkowanie otrzymujemy

$$P_{pr} = 30 I_0^2 \left[\mathrm{Cin}(2k_0 l) + \frac{\sin(2k_0 l)}{2k_0 l} - 1 \right] \tag{5-9}$$

Załóżmy, że moc ta wydziela się w hipotetycznej rezystancji promieniowania

$$P_{pr} = \frac{1}{2} I_0^2 R_{pr} \tag{5-10}$$

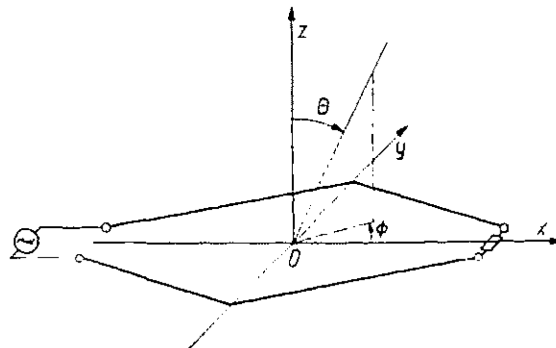
Porównując zależności (5-9) i (5-10) wyznaczamy rezystancję promieniowania przewodnika z falą bieżącą

$$R_{pr} = 60 \left[\mathrm{Cin}(2k_0 l) + \frac{\sin(2k_0 l)}{2k_0 l} - 1 \right] \tag{5-11}$$

5.2. ANTENA ROMBOWA

5.2.1. Charakterystyka promieniowania

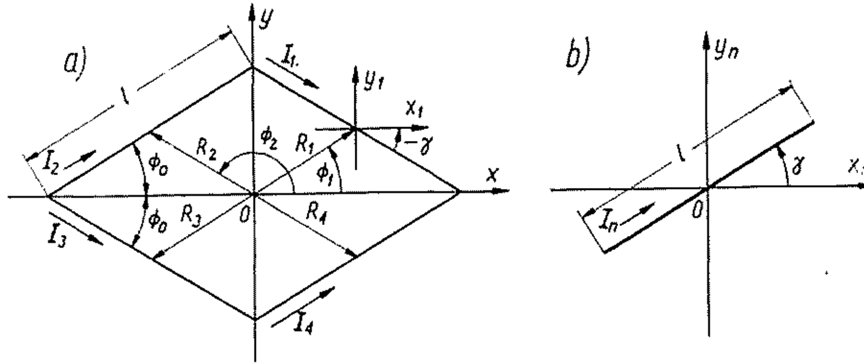
Przykładem praktycznego wykorzystania przewodników z falą bieżącą może być antena rombowa. Tworzą ją cztery jednakowe, prostoliniowe przewodniki ułożone w kształcie rombu (rys. 5-3). Z jednej strony przewodniki te są dołączone do generatora, z drugiej — obciążone rezystancją o wartości zapewniającej wystąpienie fali bieżącej.



Rys. 5-3. Antena rombowa

Pole wytwarzane przez antenę rombową w obszarze promieniowania określimy korzystając z zasady superpozycji opisanej w p. 2.1.7. Każdy z przewodników będziemy traktowali jako oddzielne źródło promieniowania (rys. 5-4). Przy pominięciu tłumienia rozkład prądu wzdłuż przewodnika możemy przedstawić w postaci

$$I_n(l') = I_0(1_x \cos\gamma_n + 1_y \sin\gamma_n) e^{j(\varphi_n - k_0 l')} \tag{5-12}$$



Rys. 5-4. Układ przewodników w antenie rombowej (a) oraz jeden z przewodników traktowany jako oddzielne źródło promieniowania (b)

przy czym φ_n jest fazą prądu w środku przewodnika. Przewodnik taki wytwarza obie składowe wektora pola elektrycznego. Stosownie do zależności (2-41) mamy więc:

$$f_{1n} = \int_{-l/2}^{l/2} I_n \cdot 1_\Theta e^{jk_0 r'_n \cdot 1_{r0}} dl' =$$

$$= \frac{2I_0 \cos\Theta \cos(\Phi - \gamma_n) \sin\left\{\frac{k_0 l}{2}[1 - \sin\Theta\cos(\Phi-\gamma_n)]\right\}}{k_0[1-\sin\Theta\cos(\Phi-\gamma_n)]} e^{j\varphi_n} \tag{5-13}$$

$$f_{2n} = \int_{-l/2}^{l/2} I_n \cdot 1_\Phi e^{jk_0 r'_n \cdot 1_{r0}} dl' =$$

$$= \frac{-2I_0 \sin(\Phi-\gamma_n) \sin\left\{\frac{k_0 l}{2}[1-\sin\Theta\cos(\Phi-\gamma_n)]\right\}}{k_0[1-\sin\Theta\cos(\Phi-\gamma_n)]} e^{j\varphi_n} \tag{5-14}$$

Natomiast wektor $\boldsymbol{R}_n$ określający położenie środka n-tego wtórnego układu współrzędnych wyraża się zależnością

$$\boldsymbol{R}_n = \frac{l}{2}(1_x \cos\Phi_n + 1_y \sin\Phi_n) \tag{5-15}$$

Wartości parametrów Φ_n, γ_n i φ_n dla poszczególnych przewodników tworzących antenę rombową podano w tabl. 5-1. Przy określaniu fazy prądów w środkowych punktach przewodników uwzględniono opóźnienie, jakiego doznaje prąd płynąc

wzdłuż przewodników, oraz różnicę kierunków prądu I_3 i I_4 w stosunku do prądów I_1 i I_2.

Korzystając teraz z zależności (2-43) i (2-44) znajdujemy pole wytwarzane przez antenę rombową:

$$|E_\Theta| = \frac{120 I_0}{r} \cos\Theta \left[\frac{\cos(\Phi+\Phi_0)}{\Psi_+} - \frac{\cos(\Phi-\Phi_0)}{\Psi_-}\right] \times$$
$$\times \sin\left(\frac{k_0 l}{2}\Psi_+\right) \sin\left(\frac{k_0 l}{2}\Psi_-\right) \tag{5-16a}$$

$$|E_\Phi| = \frac{120 I_0}{r} \left[\frac{\sin(\Phi+\Phi_0)}{\Psi_+} - \frac{\sin(\Phi-\Phi_0)}{\Psi_-}\right] \times$$
$$\times \sin\left(\frac{k_0 l}{2}\Psi_+\right) \sin\left(\frac{k_0 l}{2}\Psi_-\right) \tag{5-16b}$$

przy czym:

$$\Psi_+ = 1 - \sin\Theta\cos(\Phi+\Phi_0)$$
$$\Psi_- = 1 - \sin\Theta\cos(\Phi-\Phi_0)$$

Tablica 5-1

Wartości parametrów Φ_n, γ_n i φ_n dla poszczególnych przewodników tworzących antenę rombową

n	1	2	3	4
Φ_n	Φ_0	$\pi-\Phi_0$	$\pi+\Phi_0$	$-\Phi_0$
γ_n	$-\Phi_0$	Φ_0	$-\Phi_0$	Φ_0
φ_n	$-k_0 l$	0	π	$-k_0 l+\pi$

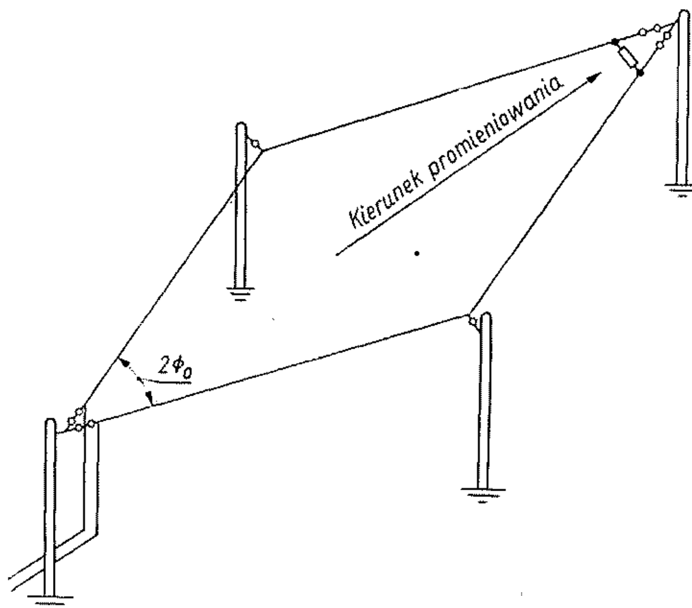
W płaszczyźnie xy ($\Theta = \pi/2$) oraz w płaszczyźnie xz ($\Phi = 0$) znika składowa E_Θ. Składowa E_Φ jest składową użyteczną i dalsze rozważania ograniczymy tylko do tej składowej. Charakterystyka promieniowania anteny rombowej w płaszczyźnie xy (charakterystyka pozioma) wyraża się więc zależnością

$$f(\Phi) = \left[\frac{\sin(\Phi+\Phi_0)}{1-\cos(\Phi+\Phi_0)} - \frac{\sin(\Phi-\Phi_0)}{1-\cos(\Phi-\Phi_0)}\right] \sin\left\{\frac{k_0 l}{2}[1-\cos(\Phi+\Phi_0)]\right\} \times$$
$$\times \sin\left\{\frac{k_0 l}{2}[1-\cos(\Phi-\Phi_0)]\right\} \tag{5-17}$$

Natomiast charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy (charakterystyka pionowa) ma postać

$$f(\Theta) = \frac{\sin\Phi_0}{1-\sin\Theta\cos\Phi_0} \sin^2\left[\frac{k_0 l}{2}(1-\sin\Theta\cos\Phi_0)\right] \tag{5-18}$$

W większości praktycznych zastosowań antena rombowa jest zawieszona na pewnej wysokości nad ziemią (rys. 5-5). Wpływ ziemi na charakterystykę promieniowania anteny rombowej, przy założeniu nieskończenie dużej konduktywności ziemi, możemy określić metodą zwierciadlanych odbić. Jeśli wysokość zawieszenia anteny



Rys. 5-5. Antena rombowa zawieszona nad ziemią

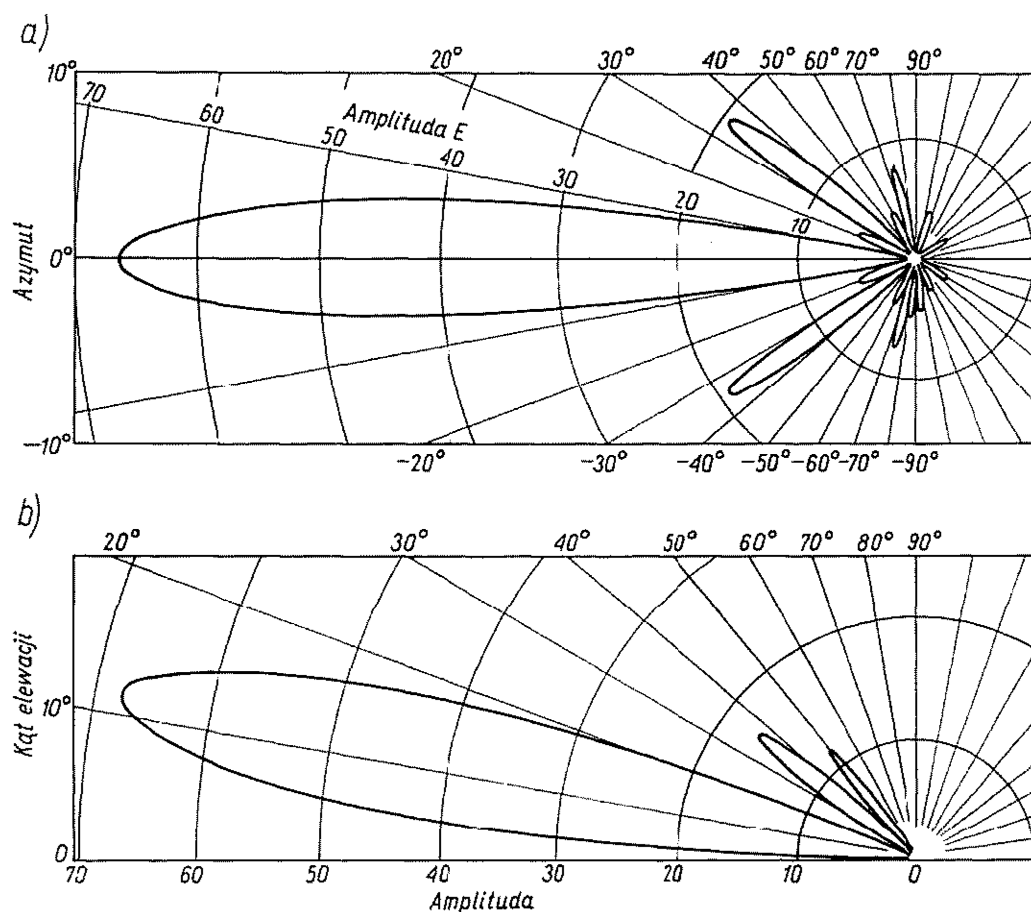
nad ziemią jest równa H, to na składową E_Φ pola elektrycznego (polaryzacja pozioma) otrzymujemy następujące wyrażenie:

$$|E_\Phi| = \frac{240 I_0}{r}\left[\frac{\sin(\Phi+\Phi_0)}{\Psi_+} - \frac{\sin(\Phi-\Phi_0)}{\Psi_-}\right]\times$$
$$\times \sin\left(\frac{k_0 l}{2}\Psi_+\right)\sin\left(\frac{k_0 l}{2}\Psi_-\right)\sin(k_0 H\cos\Theta) \qquad (5\text{-}19)$$

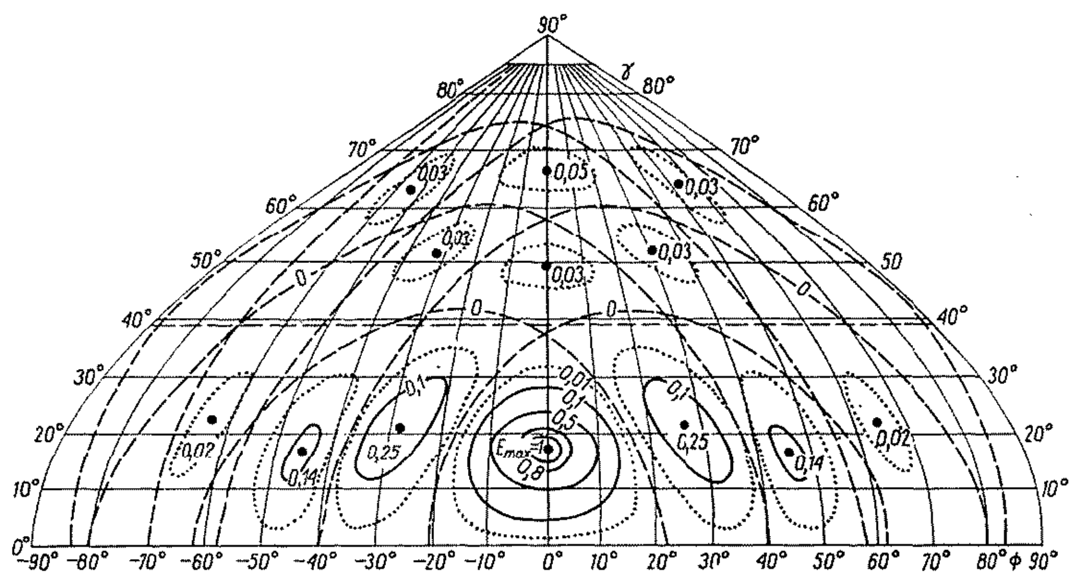
Z wyrażenia (5-19) wynika, że w płaszczyźnie poziomej antena rombowa umieszczona nad ziemią idealną nie promieniuje, natomiast charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej, wyrażająca się zależnością

$$f(\Theta) = \frac{\sin\Phi_0}{1-\sin\Theta\cos\Phi_0}\sin^2\left[\frac{k_0 l}{2}(1-\sin\Theta\cos\Phi_0)\right]\sin(k_0 H\cos\Theta) \qquad (5\text{-}20)$$

wykazuje podniesienie głównej wiązki promieniowania ku górze (rys. 5-6b). Taki kształt charakterystyki promieniowania jest bardzo dogodny dla zapewnienia dalekosiężnej łączności na falach krótkich. Ponieważ w płaszczyźnie poziomej antena nie promieniuje, więc do przedstawienia zależności promieniowania od kąta Φ dokonujemy przekroju przestrzennej charakterystyki promieniowania powierzchnią stożkową przechodzącą przez kierunek maksymalnego promieniowania (rys. 5-6a).



Rys. 5-6. Charakterystyki promieniowania anteny rombowej nad idealną ziemią ($l/\lambda = 6$; $\Phi_0 = 20°$; $H/\lambda = 1{,}1$): a) charakterystyka azymutalna dla $\Theta = 78°$; b) charakterystyka w płaszczyźnie pionowej



Rys. 5-7. Charakterystyka promieniowania anteny rombowej w rzucie prostokątno-parabolicznym ($l/\lambda = 4$, $\Phi_0 = 20°$, $H/\lambda = 1$)

Kształt przestrzennej charakterystyki promieniowania anteny rombowej umieszczonej nad ziemią jest tak skomplikowany, że dwa omówione wyżej przekroje nie określają go w pełni. W szczególności nie precyzują one rozmieszczenia i poziomu wszystkich listków bocznych. Do przedstawienia pełnej informacji o właściwościach kierunkowych anteny rombowej stosujemy metody kartograficzne (rys. 5-7).

5.2.2. OPTYMALIZACJA ROZMIARÓW

Za kryterium optymalizacji rozmiarów anteny rombowej przyjmuje się zapewnienie możliwie dużego natężenia pola w punkcie odbioru. Antena powinna więc mieć możliwie duży zysk energetyczny, a kierunek maksymalnego promieniowania powinien pokrywać się z promieniem biegnącym do punktu odbioru. Oznaczmy kąt nachylenia tego promienia przez Θ_0. Do wyznaczenia optymalnych wartości Φ_0, l i H posłużymy się zależnością (5-20).

Optymalną wartość kąta Φ_0 znajdujemy żądając, aby wyrażenie

$$\frac{\sin\Phi_0}{1-\sin\Theta_0\cos\Phi_0}$$

osiągało wartość maksymalną. Z tego warunku otrzymujemy

$$\Phi_0 = 90° - \Theta_0 \tag{5-21}$$

Optymalną długość boku rombu obliczamy z warunku na maksimum wyrażenia

$$\sin\left[\frac{k_0 l}{2}(1-\sin\Theta_0\cos\Phi_0)\right]$$

Sprowadza się to do spełnienia równania

$$\frac{k_0 l}{2}(1-\sin\Theta_0\cos\Phi_0) = \frac{\pi}{2}$$

skąd

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{1}{2(1-\sin\Theta_0\cos\Phi_0)} \tag{5-22}$$

Wreszcie optymalną wysokość zawieszenia anteny wyznaczamy żądając, aby $\sin(k_0 H\cos\Theta_0) = 1$; stąd

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{1}{4\cos\Theta_0} \tag{5-23}$$

Wybór kąta Θ_0 zależy od długości magistrali, którą ma obsługiwać antena (p. 16.4). Jeśli przyjmiemy $\Theta_0 = 75°$, to optymalne rozmiary anteny są następujące:

$$\Phi_0 = 15°; \quad l/\lambda = 7{,}5; \quad H/\lambda = 0{,}97.$$

W praktyce przy budowie anten rombowych zwykle nie zachowuje się optymalnych wartości dla wielkości Φ_0, l i H. Anteny o optymalnej długości boku są trudne do wykonania, kosztowne i zajmują bardzo dużą powierzchnię. Z drugiej

strony obliczenia wykazują, że nawet dwukrotne zmniejszenie długości boku w porównaniu z wartością optymalną powoduje niewielkie zmniejszenie zysku energetycznego [1]. Dlatego w praktyce często przyjmuje się dogodną długość boku, a następnie dobiera kąt Φ_0 tak, aby spełnić równanie (5-22).

5.2.3. IMPEDANCJA WEJŚCIOWA

Impedancja wejściowa dwóch nieskończenie długich przewodników o promieniu a, rozchodzących się pod kątem $2\Phi_0$, jest dana następującą zależnością [44]:

$$Z_{we} = 120\left(\ln\frac{\lambda}{2\pi a} + \ln\sin\Phi_0 - 0,6\right) - j170 \quad (5\text{-}24)$$

Jeśli boki anteny rombowej są duże w porównaniu z długością fali i jeżeli obciążenie końcowe anteny zostało dobrane tak, aby zapewnić najmniejsze odbicia, to możemy uważać, że wzór (5-24) przedstawia w przybliżeniu impedancję wejściową anteny.

Na przykład, jeśli antena rombowa została wykonana z przewodnika o średnicy 2,16 mm, a kąt Φ_0 jest równy 20°, to impedancja wejściowa anteny przy λ = 15, 26 i 45 m wynosi odpowiednio 728 — j170, 794 — j170 oraz 860 — j170 Ω. Eksperyment [44] przeprowadzony na antenie o boku równym 96 m wykazał, że w zakresie fal 15...45 m optymalna wartość rezystancji obciążenia końcowego wynosi 820 Ω i że przy tym obciążeniu rezystancja wejściowa anteny zmienia się od 660 Ω przy λ = 15 m do 830 Ω przy λ = 45 m.

5.2.4. WSPÓŁCZYNNIK TŁUMIENIA I REZYSTANCJA PROMIENIOWANIA

W dotychczasowych rozważaniach zakładaliśmy dla uproszczenia, że amplituda prądu wzdłuż całej anteny jest stała. W rzeczywistości wskutek promieniowania i strat w przewodnikach i w ziemi fala rozchodząc się wzdłuż anteny doznaje tłumienia, przy czym współczynnik tłumienia możemy wyrazić następującą przybliżoną zależnością:

$$\alpha \approx \frac{R_1}{2Z_f} \quad (5\text{-}25)$$

w której:

Z_f — impedancja falowa anteny rombowej;

$R_1 = (R_{pr} + R_{str})/2l$ — rezystancja przypadająca na jednostkę długości przewodnika.

Straty w przewodnikach i w ziemi są na ogół tak małe, że rezystancja strat może być pominięta względem rezystancji promieniowania. Dokładniejsza analiza wykazuje, że zmiany rezystancji wynikające z wzajemnego oddziaływania boków rombu oraz z wpływu ziemi są małe w porównaniu z własną rezystancją boku. W związku z tym możemy uważać, że rezystancja promieniowania anteny rombowej jest w przybliżeniu 4 razy większa od rezystancji promieniowania określonej wzorem (5-11).

Uwzględniając powyższe uwagi zależność na współczynnik tłumienia możemy przedstawić w postaci

$$\alpha = \frac{60}{lZ_f}\left[\mathrm{Cin}(2k_0 l) + \frac{\sin(2k_0 l)}{2k_0 l} - 1\right] \tag{5-26}$$

Zwykle $k_0 l \gg 1$ i wobec tego możemy pominąć drugi składnik w nawiasie kwadratowym oraz zastąpić funkcję $\mathrm{Cin}(2k_0 l)$ przez $\ln(2k_0 l) + 0{,}577$. Otrzymujemy wówczas

$$\alpha = \frac{60}{lZ_f}[\ln(2k_0 l) - 0{,}423] \tag{5-27}$$

Dla przykładowej anteny rozważanej w poprzednim punkcie współczynnik tłumienia zmienia się od 0,204 przy $\lambda = 15$ m do 0,126 przy $\lambda = 45$ m.

5.2.5. KIERUNKOWOŚĆ, SPRAWNOŚĆ I ZYSK ENERGETYCZNY

Wskutek tłumienia fali rozchodzącej się wzdłuż anteny natężenie pola wytwarzanego przez antenę rombową jest mniejsze, niż wynika to ze wzoru (5-19). Wpływ tłumienia możemy w przybliżeniu uwzględnić przez wprowadzenie do wzoru (5-19) czynnika $e^{-\alpha l}$. Maksymalne natężenie pola otrzymujemy podstawiając $\Phi = 0$ i $\Theta = \Theta_{max}$

$$|E_\Phi|_{max} = \frac{480 I_0}{r} \frac{e^{-\alpha l}\sin\Phi_0}{1 - \sin\Theta_{max}\cos\Phi_0} \times$$

$$\times \sin^2\left[\frac{k_0 l}{2}(1 - \sin\Theta_{max}\cos\Phi_0)\right]\sin(k_0 H\cos\Theta_{max}) \tag{5-28}$$

Kierunkowość anteny rombowej zgodnie z definicją jest stosunkiem maksymalnej gęstości promieniowania $\frac{r^2}{2\zeta_0}|E_\Phi|^2_{max}$ do średniej gęstości promieniowania, która jest równa całkowitej mocy promieniowanej przez antenę, to jest $\frac{1}{2}I_0^2 R_{pr}$ podzielonej przez 4π. Mamy więc

$$D = 16\frac{e^{-2\alpha l}\sin^2\Phi_0 \sin^4\left[\frac{k_0 l}{2}(1 - \sin\Theta_{max}\cos\Phi_0)\right]\sin^2(k_0 H\cos\Theta_{max})}{[\ln(2k_0 l) - 0{,}423](1 - \sin\Theta_{max}\cos\Phi_0)^2} \tag{5-29}$$

Zysk energetyczny anteny rombowej względem dipola półfalowego możemy wyznaczyć jako stosunek maksymalnych gęstości promieniowania obu anten zasilanych jednakową mocą. Maksymalna gęstość promieniowania dipola półfalowego jest równa $(60I)^2/2\zeta_0$, przy czym I jest prądem na wejściu dipola. Z warunku zasilania obu anten jednakową mocą wyznaczamy prąd w dipolu półfalowym

$$I = I_0\sqrt{\frac{R_d}{R_{we}}} \tag{5-30}$$

przy czym:

R_d — rezystancja wejściowa dipola;

R_{we} — rezystancja wejściowa anteny rombowej.

Biorąc pod uwagę, że $R_d = 73{,}1\ \Omega$, otrzymujemy następujące wyrażenie na zysk energetyczny anteny rombowej względem dipola półfalowego:

$$G_{\lambda/2} = \frac{4680}{R_{we}} \frac{e^{-2\alpha l}\sin^2\Phi_0}{(1-\sin\Theta_{max}\cos\Phi_0)^2}\sin^4\left[\frac{k_0 l}{2}(1-\sin\Theta_{max}\cos\Phi_0)\right]\times$$
$$\times\sin^2(k_0 H\cos\Theta_{max}) \qquad (5\text{-}31)$$

Zysk anteny rombowej odniesiony do źródła izotropowego jest równy $1{,}64G_{\lambda/2}$. Stosunek tego zysku do kierunkowości wyznacza sprawność anteny rombowej

$$\eta = 1{,}64\frac{G_{\lambda/2}}{D} \qquad (5\text{-}32)$$

5.3. ANTENY Z FALĄ POWIERZCHNIOWĄ

5.3.1. FALE NIEJEDNORODNE

Przenoszenie energii elektromagnetycznej odbywa się za pomocą bieżących fal elektromagnetycznych. Ze względu na strukturę fizyczną i praktyczne zastosowanie bieżące fale elektromagnetyczne można podzielić na trzy grupy:

1) fale rozchodzące się w jednorodnym ośrodku (fale płaskie, kuliste itp.),
2) jednorodne fale w torach (fale TEM, TE, TM),
3) fale niejednorodne.

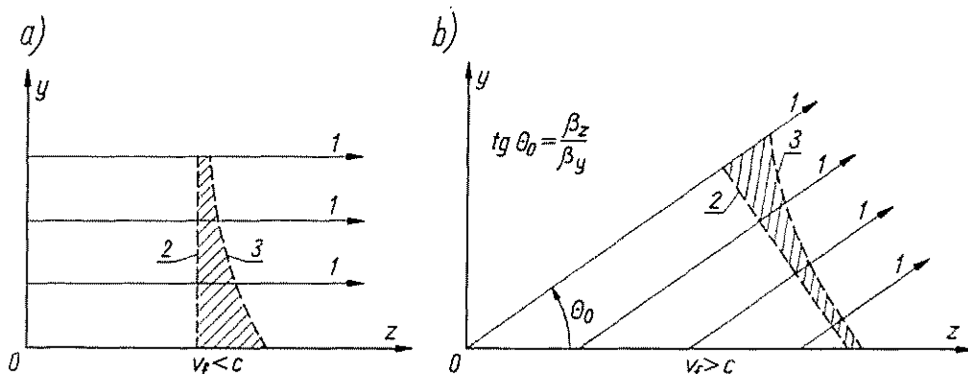
Dla dwóch grup *fal jednorodnych* (rozchodzących się w przestrzeni i w torach) powierzchnie równych amplitud są jednocześnie powierzchniami równych faz. Natomiast w przypadku *fal niejednorodnych* powierzchnie ekwiamplitudowe i ekwifazowe nie pokrywają się. Można wykazać, że dla fali niejednorodnej rozchodzącej się w jednorodnym ośrodku (lub na granicy rozdziału dwóch jednorodnych ośrodków) powierzchnie ekwifazowe i ekwiamplitudowe są wzajemnie prostopadłe, a rozkład amplitudy wzdłuż powierzchni ekwifazowych jest eksponencjalny [28, 36].

Fale niejednorodne powstają przy odpowiednim pobudzeniu na granicy rozdziału dwóch ośrodków. Prędkość fazowa fal rozchodzących się wzdłuż powierzchni granicznej jest mniejsza od prędkości światła w próżni. Na rys. 5-8a pokazano rozkład amplitudy i fazy dla tego typu fali. Jeśli prędkość fazowa wzdłuż powierzchni granicznej jest większa od prędkości światła, to fala elektromagnetyczna nie rozchodzi się wzdłuż powierzchni rozdziału, lecz zostaje wypromieniowana pod pewnym kątem do tej powierzchni (rys. 5-8b).

Pierwszy rodzaj fal niejednorodnych ($v_f < c$) nazywamy *falami kierowanymi* (trapped waves), drugi rodzaj ($v_f > c$) *falami promieniowanymi* (leaky waves). Fale kierowane nazywamy również *falami powierzchniowymi.*

Fale powierzchniowe powstają np. w torze Goubau (przewodnik w dielektrycznej otoczce), wzdłuż prętów i płaszczyzn dielektrycznych, a także wzdłuż tzw. struktur opóźniających.

W celu wyjaśnienia sposobu powstawania obu rodzajów fal niejednorodnych rozważymy płaski przypadek, w którym płaszczyzna rozdziału pokrywa się z płaszczyzną xz (rys. 5-8). Niech w półprzestrzeni $y > 0$, mającej parametry swobodnej przestrzeni, rozchodzi się wzdłuż powierzchni granicznej w kierunku osi z fala niejednorodna, niezależna od współrzędnej x. Jeśli pominie się polaryzację i rozważy



Rys. 5-8. Fale niejednorodne: a) powierzchniowe; b) promieniowane
1 — linie equiamplitudowe; *2* — linie equifazowe; *3* — rozkład amplitudy wzdłuż linii equifazowych

tylko zadanie skalarne, to zespolona amplituda fali, którą można rozłożyć na składowe wzdłuż osi y i z, wyraża się następującą zależnością:

$$E = E_0 \mathrm{e}^{-\mathrm{j}(k_y y + k_z z)} \tag{5-33}$$

przy czym

$$k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 \tag{5-34}$$

Stałe k_y i k_z są w ogólności liczbami zespolonymi:

$$k_y = \beta_y - \mathrm{j}\alpha_y \tag{5-35a}$$

$$k_z = \beta_z - \mathrm{j}\alpha_z \tag{5-35b}$$

Ponieważ jednak liczba falowa k_0 jest wielkością rzeczywistą, więc stosownie do zależności (5-34) muszą być spełnione następujące równania:

$$\beta_y^2 + \beta_z^2 - \alpha_y^2 - \alpha_z^2 = k_0^2 \tag{5-36a}$$

$$\alpha_y \beta_y + \alpha_z \beta_z = 0 \tag{5-36b}$$

Możemy wyróżnić trzy charakterystyczne przypadki:

1. $\alpha_y = 0$ (stała amplituda wzdłuż osi y). Ponieważ $\beta_z > 0$, więc zgodnie z zależnością (5-36b) α_z także musi być równe zeru. Mamy więc do czynienia z jednorodną falą płaską rozchodzącą się wzdłuż osi z.

2. $\alpha_z = 0$, $\alpha_y \neq 0$. Aby spełnić równanie (5-36b), musi być $\beta_y = 0$. Z równania (5-36a) wynika więc, że $\beta_z^2 = \alpha_y^2 + k_0^2 > k_0^2$, czyli że $v_f = v_z < c$. Mamy teraz do czynienia z falą powierzchniową (rys. 5-8a) rozchodzącą się wzdłuż powierzchni rozdziału z prędkością mniejszą od prędkości światła.

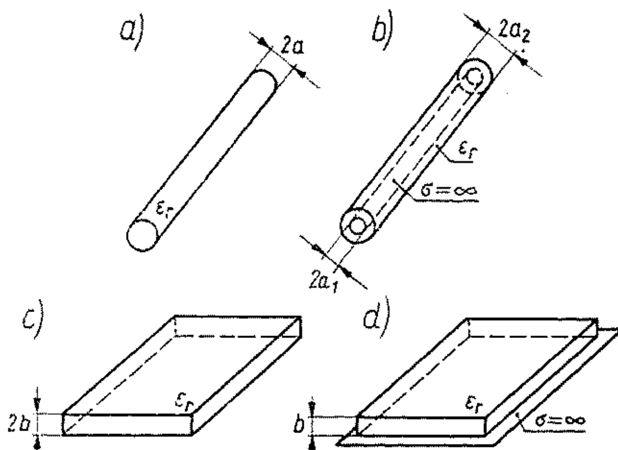
3. $\alpha_z > 0$. Biorąc pod uwagę, iż $\beta_z > 0$ z równania (5-36b) wynika, że α_y i β_y są różne od zera; β_y powinno być ponadto większe od zera, ponieważ fala nie powinna wnikać w półprzestrzeń $y < 0$, więc

$$\alpha_y = -\frac{\alpha_z \beta_z}{\beta_y} < 0$$

tj. amplituda wzrasta eksponencjalnie w kierunku dodatnich y. Płaszczyzny równych amplitud są określone przez $\operatorname{arctg}(\beta_z/\beta_y)$, a płaszczyzny równych faz są do nich prostopadłe (rys. 5-8b).

5.3.2. STRUKTURY I POWIERZCHNIE OPÓŹNIAJĄCE

Fale powierzchniowe mogą rozchodzić się wzdłuż cylindrycznych (rys. 5-9a, b) i płaskich (rys. 5-9c, d) *powierzchni opóźniających*, a także wzdłuż tzw. *struktur opóźniających* (rys. 5-10).



Rys. 5-9. Przykłady powierzchni opóźniających: a) pręt dielektryczny; b) przewodnik pokryty warstwą dielektryka; c) płyta dielektryczna; d) warstwa dielektryka na metalowym podłożu

Wzdłuż płaskich struktur i powierzchni opóźniających mogą rozchodzić się fale powierzchniowe płaskie i cylindryczne (promieniowe), przy czym rodzaj fali jest w głównej mierze określony przez sposób pobudzenia.

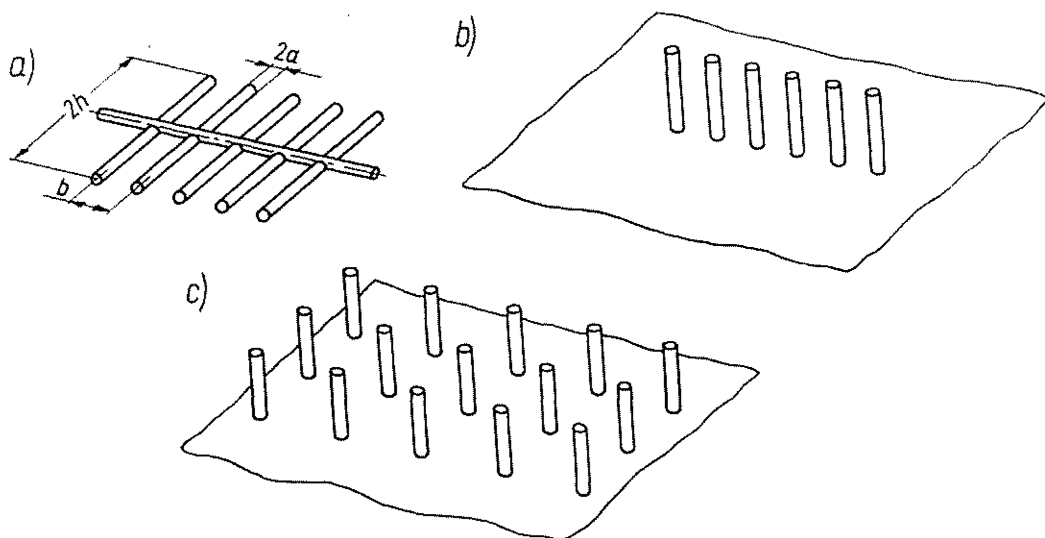
W dalszym ciągu omówimy dokładniej rozchodzenie się fal powierzchniowych wzdłuż pręta dielektrycznego i wzdłuż liniowej struktury dipolowej.

Pręt dielektryczny. Wzdłuż dielektrycznego cylindra o dostatecznie dużym promieniu mogą rozchodzić się fale różnych modów [21].

Rozkład pola wewnątrz dielektryka jest zbliżony do rozkładu pola w falowodzie kołowym z odpowiednim modem. Na zewnątrz dielektryka pole maleje wykładniczo ze wzrostem odległości od jego powierzchni. Mody o symetrii osiowej (E_{0n}, H_{0n}) mogą, podobnie jak w falowodzie, występować niezależnie. Fale nie mające symetrii osiowej tworzą tzw. *fale mieszane*, bowiem czyste fale elektryczne i magnetyczne

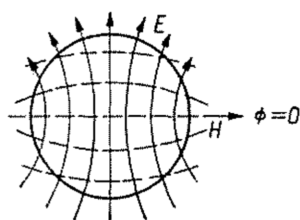
nie spełniają warunków brzegowych. Fale mieszane nazywamy falami typu HE_{mn} lub EH_{mn} w zależności od tego, który typ fali jest dominujący — magnetyczny czy elektryczny. Oba typy fal rozchodzą się z taką samą prędkością fazową.

Anteny dielektryczne pobudzane falami symetrycznymi nie promieniują w kierunku osiowym, a ich przestrzenna charakterystyka promieniowania ma kształt



Rys. 5-10. Przykłady struktur opóźniających: a) dipolowa; b) liniowa unipolowa; c) płaska unipolowa

niecki stożkowej. Z tego względu fal symetrycznych w technice antenowej nie wykorzystuje się. Najbardziej rozpowszechnionym typem fali wykorzystywanym w antenach dielektrycznych jest fala typu HE_{11}. Odpowiada ona fali H_{11} w falowodzie kołowym, z tym że dodatkowo występuje składowa podłużna pola elektrycznego. Fala HE_{11} charakteryzuje się prostą konfiguracją pola (rys. 5-11) i stałością fazy



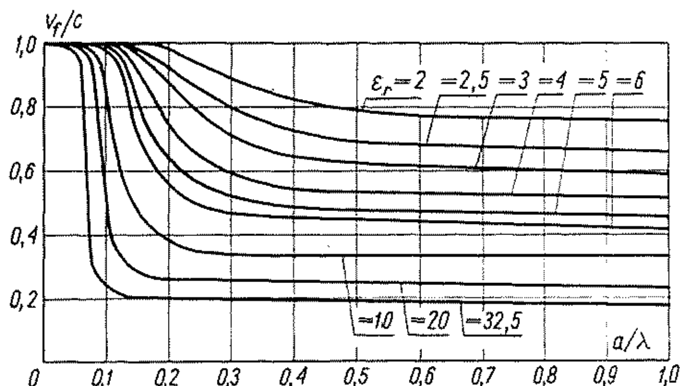
Rys. 5-11. Rozkład pola fali HE_{11} na poprzecznym przekroju pręta dielektrycznego

w przekroju poprzecznym, co zapewnia maksymalne promieniowanie w kierunku osiowym. Przy falach wyższych rzędów w charakterystyce promieniowania występuje kilka ostro zarysowanych listków i w większości przypadków promieniowanie wzdłuż osi jest równe zeru. Graniczna długość fali dla pierwszej fali niesymetrycznej HE_{11} jest nieskończenie duża. Oznacza to, iż przy ustalonej częstotliwości fala typu HE_{11} może rozchodzić się wzdłuż dielektrycznego cylindra o dowolnie małym

promieniu. Można więc dobrać promień pręta dielektrycznego tak, aby robocza długość fali była większa od długości granicznej dla fal wyższych rzędów. Na ogół w antenach dielektrycznych nie zachodzi obawa powstania fali symetrycznej, wystarczy zatem uniemożliwić rozchodzenie się fal niesymetrycznych wyższych rzędów. Warunek ten będzie spełniony, gdy

$$a < \frac{3{,}83}{2\pi} \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \approx \frac{0{,}61\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \tag{5-37}$$

Jeśli promień pręta dielektrycznego jest równy promieniowi granicznemu dla danej częstotliwości, to prędkość fazowa fali powierzchniowej jest równa prędkości

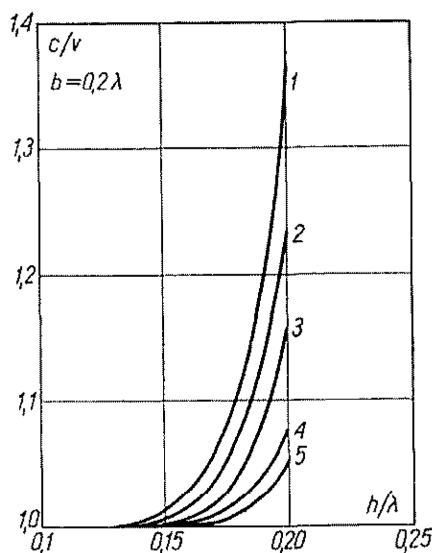


Rys. 5-12. Zależność prędkości fazowej fali HE_{11} w pręcie dielektrycznym od jego promienia

światła w próżni. W miarę zwiększania promienia pręta, prędkość fazowa fali powierzchniowej maleje dążąc asymptotycznie do prędkości światła w jednorodnym ośrodku dielektrycznym.

Zależność stosunku prędkości fazowej do prędkości światła w próżni od promienia pręta dielektrycznego dla fali HE_{11} pokazano na rys. 5-12. Przy dużych wartościach ε_r widać ostre przejście od stanu, w którym dielektryk prawie nie ma wpływu na prędkość fazową fali powierzchniowej (małe a), do stanu, w którym prędkość fazowa jest bliska wartości $c/\sqrt{\varepsilon_r}$. W pierwszym przypadku prawie cała energia pola rozchodzi się poza dielektrykiem, w drugim — w dielektryku. Przy małych wartościach ε_r przejście od jednego stanu do drugiego zachodzi płynnie.

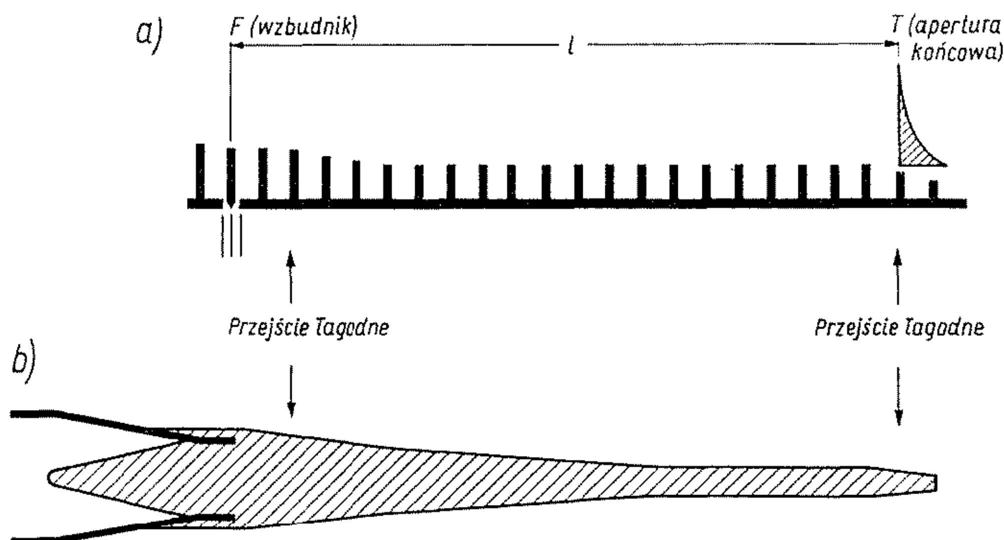
Liniowa struktura dipolowa. Fala powierzchniowa może rozchodzić się wzdłuż liniowej struktury dipolowej tylko wówczas, gdy jej płaszczyzna polaryzacji jest równoległa do dipoli. Ze względu na symetrię, wzdłuż osi struktury można umieścić pręt metalowy, który ułatwia realizację anteny. Jeśli wzdłuż osi struktury umieścimy prostopadle do dipoli płaski ekran metalowy i usuniemy połówki dipoli znajdujące się za ekranem, to otrzymamy liniową strukturę unipolową. Opóźnienie fali wzdłuż struktury dipolowej i wzdłuż odpowiadającej jej struktury unipolowej jest jednakowe. Opóźnienie to zależy od długości dipoli $2h$, ich średnicy $2a$ i odstępu między dipolami b (rys. 5-13).



Rys. 5-13. Zależność opóźnienia w liniowej strukturze dipolowej od długości dipoli
1 — $a = 0{,}1h$; *2* — $a = 0{,}08h$; *3* — $a = 0{,}06h$; *4* — $a = 0{,}025h$; *5* — $a = 0{,}0125h$

5.3.3. ZASADY PROJEKTOWANIA ANTEN Z FALĄ POWIERZCHNIOWĄ

Antena z falą powierzchniową składa się z dwóch zasadniczych części: *struktury opóźniającej* i *wzbudnika*. Dwa typowe przykłady takich anten pokazano na rys. 5-14. Wzbudnik *F* (dipol i reflektor na rys. 5-14a; falowód na rys. 5-14b) przekształca część energii doprowadzonej do anteny w falę powierzchniową, która rozchodzi się wzdłuż struktury opóźniającej ku końcowi anteny, gdzie zostaje wypromieniowana



Rys. 5-14. Anteny z falą powierzchniową: a) niesymetryczna antena Uda-Yagi (rząd unipoli); b) antena dielektryczna (pręt dielektryczny pobudzany przez falowód kołowy)

w przestrzeń. Stosunek mocy fali powierzchniowej do całkowitej mocy doprowadzonej do anteny (sprawność pobudzenia) zawiera się zwykle między 65 a 75%. Część energii doprowadzonej do anteny, która nie została przekształcona w falę powierzchniową, jest wypromieniowana wprost przez wzbudnik. Charakterystyka promieniowania anteny z falą powierzchniową powstaje więc w wyniku interferencji fali promieniowanej przez strukturę opóźniającą i fali promieniowanej wprost przez wzbudnik, przy czym można założyć, że obecność struktury opóźniającej nie zmienia charakterystyki promieniowania wzbudnika.

W celu zapewnienia dobrych warunków wzbudzenia fali powierzchniowej między regularną częścią anteny a wzbudnikiem stosuje się łagodne przejście. Aby zmniejszyć odbicie na końcu anteny, rozmiary struktury opóźniającej stopniowo zmniejsza się do zera lub do takich rozmiarów, przy których $v_f = c$.

Fala powierzchniowa oświetla *aperturę końcową* anteny (płaszczyzna prostopadła do osi anteny i przechodząca przez punkt T). Obszar oświetlony jest tym większy, im mniejsze jest tłumienie fali powierzchniowej w kierunku poprzecznym, czyli im prędkość fazowa fali powierzchniowej jest bliższa prędkości światła w próżni. Wzrostowi obszaru oświetlonego towarzyszy oczywiście wzrost kierunkowości anteny. Ponieważ powierzchnia ekwifazowa fali powierzchniowej pokrywa się z płaszczyzną apertury, więc maksimum promieniowania występuje wzdłuż osi anteny. Przybliżone wyrażenie na charakterystykę promieniowania apertury końcowej ma postać [19]

$$F'(\Theta) \approx \frac{\frac{\lambda_0}{\lambda_z}-1}{\frac{\lambda_0}{\lambda_z}-\cos(1{,}25\Theta)} \tag{5-38}$$

przy czym:

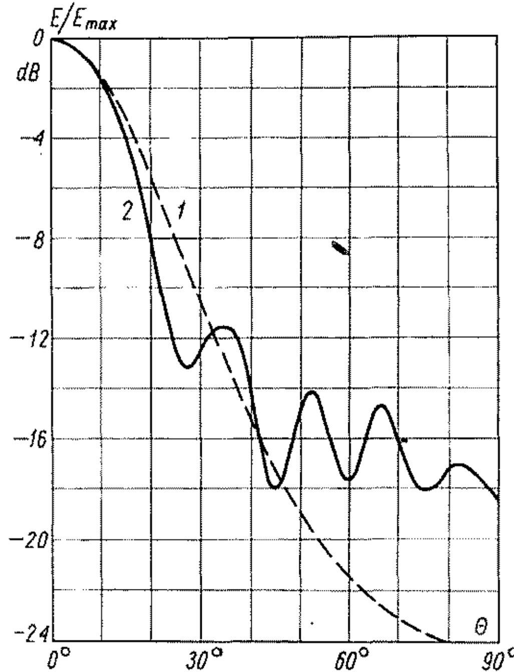
Θ — kąt mierzony od osi anteny;

λ_z — długość fali powierzchniowej w aperturze.

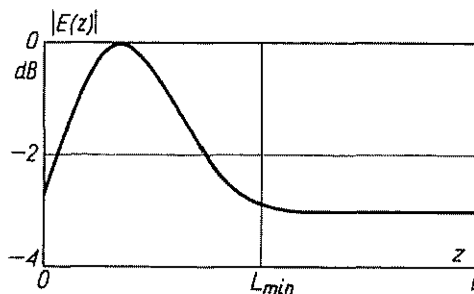
Charakterystyka ta nie ma ani zer, ani listków bocznych i jest tym ostrzejsza, im λ_z jest bliższe λ_0. Przykład charakterystyki promieniowania obliczonej wg wzoru (5-38) pokazano na rys. 5-15 (linia przerywana) dla $\lambda_0/\lambda_z = 1{,}08$, co jest optymalną wartością ze względu na maksimum kierunkowości dla anteny o długości $4\lambda_0$.

Charakterystyka promieniowania wzbudnika z rys. 5-14a jest stosunkowo szeroka (w przybliżeniu kardioidalna). W połączeniu z charakterystyką promieniowania apertury końcowej daje ona pełną charakterystykę promieniowania anteny z falą powierzchniową, pokazaną linią ciągłą na rys. 5-15 (charakterystyka zmierzona dla $L = 4\lambda_0$ i $\lambda_0/\lambda_z = 1{,}08$). W otoczeniu osi anteny decydujące znaczenie ma charakterystyka promieniowania apertury końcowej. W miarę zwiększania kąta Θ pojawiają się listki boczne będące produktem interferencji charakterystyki apertury i wzbudnika. Dla kątów Θ większych od 45° istotne znaczenie ma charakterystyka promieniowania wzbudnika.

Krzywe pokazane na rys. 5-15 odnoszą się do płaszczyzny *H*, w której charakterystyki promieniowania unipoli są dookólne. Charakterystyka promieniowania anteny w płaszczyźnie *E* jest nieco węższa, a listki boczne są mniejsze o 2...3 dB, wskutek kierunkowej charakterystyki unipoli.



Rys. 5-15. Charakterystyka promieniowania anteny z falą powierzchniową o długości $4\lambda_0$ zapewniającej maksimum kierunkowości ($\lambda_0/\lambda_z = 1{,}08$) (według H. Jasik: Antenna Enginneering Handbook, McGraw-Hill, New York 1961; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company) *1* — charakterystyka apertury końcowej; *2* — charakterystyka wypadkowa



Rys. 5-16. Rozkład amplitudy wzdłuż anteny z falą powierzchniową

Rozkład amplitudy pola wzdłuż anteny z falą powierzchniową pokazano na rys. 5-16. W pobliżu wzbudnika występuje maksimum amplitudy. Następnie amplituda maleje ze wzrostem odległości aż do odległości L_{min}, przy której ustalają się warunki fali bieżącej. Przyjmuje się, że warunki fali bieżącej ustalają się w odległości,

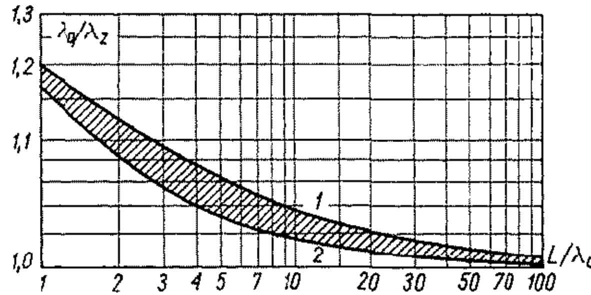
w której fala wypromieniowana przez wzbudnik (rozchodzącą się z prędkością światła w próżni) wyprzedza falę powierzchniową o ok. 60°

$$\beta_z L_{min} - k_0 L_{min} = \frac{\pi}{3} \tag{5-39}$$

Złożoność funkcji rozkładu amplitudy i fazy pola wzdłuż anteny z falą bieżącą powoduje, że ogólna analiza charakterystyk promieniowania tego typu anten jest, praktycznie biorąc, niemożliwa.

Na podstawie danych eksperymentalnych dla struktury unipolowej bez płynnych przejść na rys. 5-17 (krzywa *1*) przedstawiono zależność względnej prędkości fazowej $c/v = \lambda_0/\lambda_z$ zapewniającej maksymalną kierunkowość anteny z falą powierzchniową od długości anteny L/λ_0.

Gdyby sprawność pobudzenia była bardzo duża, tak że można by pominąć wpływ promieniowania wzbudnika, to wystarczyłoby, aby długość anteny była



Rys. 5-17. Zależność względnej prędkości fazowej $c/v = \lambda_0/\lambda_z$ zapewniającej maksymalną kierunkowość anteny z falą powierzchniową od długości anteny L/λ_0 (według H. Jasik: Antenna Engineering Handbook, McGraw-Hill, New York 1961; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

1 — krzywa eksperymentalna według Ehrenspecka i Poehlera; *2* — krzywa teoretyczna dla idealnego pobudzenia (sprawność pobudzenia = 100%)

równa długości L_{min}, przy której ustalają się warunki fali bieżącej. Z zależności (5-39) wynika, że wówczas

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_z} = 1 + \frac{\lambda_0}{6L} \tag{5-40}$$

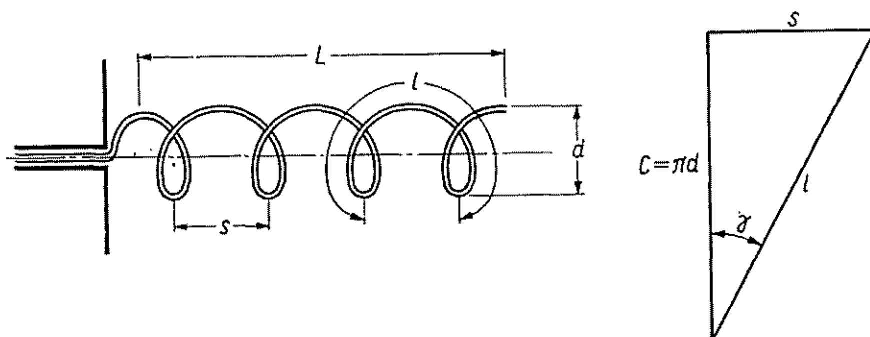
Wykres zależności (5-40) przedstawiono na rys. 5-17 (krzywa *2*). Doświadczenie wykazuje, że zmiany względnej prędkości fazowej w granicach wyznaczonych przez dwie wyżej zdefiniowane krzywe (obszar zakreskowany na rys. 5-17) mają nieznaczny wpływ na kierunkowość anteny.

W przybliżeniu maksymalna kierunkowość anteny z falą powierzchniową wyraża się zależnością

$$D \approx \frac{10L}{\lambda_0} \qquad 3 \leqslant L/\lambda_0 \leqslant 8 \tag{5-41}$$

5.4. ANTENY ŚRUBOWE[1]

Do grupy anten z falą bieżącą zaliczamy również *antenę śrubową*, której strukturę pokazano na rys. 5-18. Antena śrubowa jest zwykle zasilana za pomocą przewodu współosiowego, przy czym przewodnik wewnętrzny jest połączony z linią śrubową a przewodnik zewnętrzny — z ekranem. Mechanizm promieniowania anteny śrubowej wyjaśnia się wychodząc z rozkładu prądu wzdłuż linii śrubowej, z którego wynika (przy promieniowaniu osiowym) występowanie fali powierzchniowej.



Rys. 5-18. Antena śrubowa

Charakterystykę promieniowania anteny śrubowej można określić z dostateczną dla praktyki dokładnością zakładając, że pole w obszarze promieniowania jest sumą pól pochodzących od poszczególnych zwojów linii śrubowej. Otrzymujemy wówczas

$$F(\Theta) = \frac{\sin\left[N\left(\frac{\pi S}{\lambda_0}\cos\Theta + \frac{\vartheta}{2}\right)\right]}{N\sin\left(\frac{\pi S}{\lambda_0}\cos\Theta + \frac{\vartheta}{2}\right)} \tag{5-42}$$

przy czym:

N — liczba zwojów;

S — skok linii śrubowej;

ϑ — różnica faz prądów w sąsiednich zwojach.

Różnica faz prądów w sąsiednich zwojach

$$\vartheta = -\frac{2\pi l}{\lambda_0}\frac{c}{v_f} \tag{5-43}$$

przy czym:

l — długość zwoju;

v_f — prędkość fazowa fali w przewodzie;

c — prędkość światła w próżni.

[1] Anteny śrubowe są błędnie nazywane antenami spiralnymi.

Kierunek maksymalnego promieniowania wyznacza kąt Θ_m, przy którym mianownik w wyrażeniu (5-42) staje się równy zeru

$$\frac{\pi S}{\lambda_0}\cos\Theta_m+\frac{\vartheta}{2}=n\pi, \qquad n=0,\ \pm 1,\ \ldots \tag{5-44}$$

Aby antena promieniowała wzdłuż swojej osi, musi być $\Theta_m = 0$, więc

$$\vartheta = -\frac{2\pi S}{\lambda_0}+2n\pi \tag{5-45}$$

Zależność (5-45) nie może być spełniona dla $n \geqslant 0$. Dla $n = -1$ uzyskuje się podstawowy mod osiowy. Przy $n < -1$ wzdłuż linii śrubowej powstają mody wyższych rzędów, przy których charakterystyka promieniowania ma więcej niż jeden listek główny. Z tego względu przypadek $n < -1$ nie ma praktycznego znaczenia. Dla modu podstawowego $n = -1$ ze wzorów (5-45) i (5-43) wynika, że

$$\frac{l}{v_f}-\frac{S}{c}=\frac{\lambda_0}{c} \tag{5-46}$$

Jest to podstawowa zależność dla doboru rozmiarów anteny śrubowej. Warunek (5-46) jest jednocześnie warunkiem polaryzacji kołowej. Wynika to z następującego rozumowania. Lewa strona wzoru (5-46) przedstawia okres obrotu T pola elektrycznego w dowolnej płaszczyźnie prostopadłej do osi spirali. Tak więc częstotliwość wirowania pola jest równa częstotliwości rozchodzącej się wzdłuż anteny, a więc i promieniowanej fali

$$\frac{1}{T}=\frac{c}{\lambda_0}=f$$

czyli że powstaje polaryzacja kołowa.

Rozmiary anteny śrubowej zapewniające występowanie modu podstawowego określają następujące zależności:

$$\frac{3}{4}<\frac{C}{\lambda_0}<\frac{4}{3}; \qquad 12^\circ<\gamma<15^\circ; \qquad N>3 \tag{5-47}$$

przy czym:

C — obwód linii śrubowej;
γ — kąt wzniosu.

Przy spełnieniu warunków (5-47) podstawowe parametry anteny śrubowej można obliczyć według następujących wzorów przybliżonych [26]:

kąt połowy mocy

$$\alpha \approx \frac{52^\circ}{\frac{C}{\lambda_0}\sqrt{\frac{NS}{\lambda_0}}} \tag{5-48}$$

kierunkowość

$$D \approx 15NS\left(\frac{C}{\lambda_0}\right)^2 \tag{5-49}$$

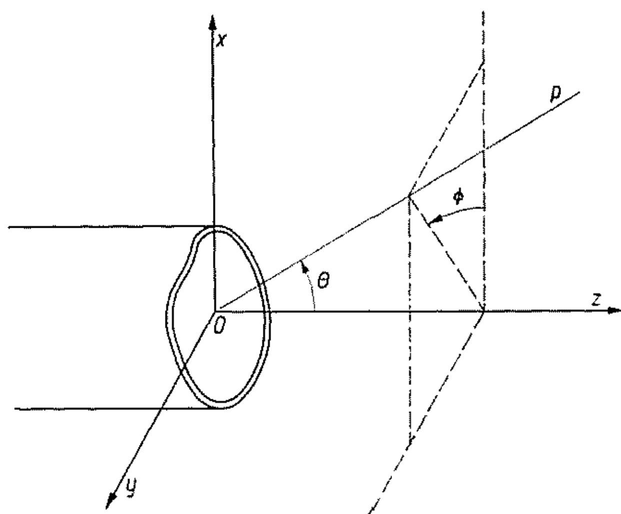
rezystancja wejściowa

$$R \approx 140\,\frac{C}{\lambda_0} \tag{5-50}$$

ANTENY TUBOWE 6

6.1. PROMIENIOWANIE OTWARTEGO KOŃCA FALOWODU

Jako przykład najprostszej konstrukcji mającej właściwości anteny tubowej rozważymy promieniowanie otwartego końca falowodu. Rygorystyczne rozwiązanie tego zadania jest trudne i jest znane tylko dla falowodu kołowego i równoległych płaszczyzn [53]. Ograniczymy się do rozwiązania przybliżonego, zakładając, że pole na otwartym końcu falowodu jest sumą fali padającej i fali odbitej modu roz-



Rys. 6-1. Układ współrzędnych do określenia promieniowania otwartego końca falowodu

chodzącego się w falowodzie. Pomija się przy tym wpływ modów wyższych rzędów, które niewątpliwie powstają przy odbiciu od otwartego końca falowodu, oraz prądy płynące po zewnętrznej powierzchni falowodu. Przy tych założeniach określenie promieniowania otwartego końca falowodu sprowadza się do rozwiązania zadania promieniowania apertury z zadanym rozkładem pola. Możemy więc stosować wzory (2-95) i (2-96).

Rozpatrzmy otwarty koniec falowodu o dowolnym przekroju poprzecznym, przyjmując układ współrzędnych jak na rys. 6-1. Jeśli ϱ oznacza współczynnik odbicia zdefiniowany jako stosunek składowej poprzecznej pola elektrycznego

fali odbitej do składowej poprzecznej pola elektrycznego fali padającej $(\boldsymbol{E}_t)_o/(\boldsymbol{E}_t)_p$, to składowa poprzeczna pola elektrycznego w aperturze wyraża się zależnością

$$\boldsymbol{E}_t = (1+\varrho)(\boldsymbol{E}_t)_p \tag{6-1}$$

Składowa poprzeczna pola magnetycznego jest związana ze składową poprzeczną pola elektrycznego zależnością [31]

$$\left.\begin{aligned} (\boldsymbol{H}_t)_p &= \frac{1}{Z_f}[\boldsymbol{1}_z\times(\boldsymbol{E}_t)_p] \\ (\boldsymbol{H}_t)_o &= \frac{-1}{Z_f}[\boldsymbol{1}_z\times(\boldsymbol{E}_t)_o] \end{aligned}\right\} \tag{6-2}$$

przy czym Z_f — impedancja falowa dla danego typu fal w falowodzie.

Uwzględniając zależności (6-1) i (6-2) wyrażenie na składową poprzeczną pola magnetycznego możemy przedstawić w postaci

$$\boldsymbol{H}_t = \frac{1}{Z_f}\left(\frac{1-\varrho}{1+\varrho}\right)(\boldsymbol{1}_z\times\boldsymbol{E}_t) \tag{6-3}$$

Porównując wyrażenia (6-3) i (2-94) stwierdzamy, że

$$Z = Z_f\frac{1+\varrho}{1-\varrho}$$

Składowe wektora pola elektrycznego wytwarzanego w obszarze promieniowania przez otwarty koniec falowodu obliczymy korzystając z zależności (2-95):

$$\left.\begin{aligned} E_r &= 0 \\ E_\Theta &= \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r}\left[1+\left(\frac{1+\varrho}{1-\varrho}\right)\frac{\zeta}{Z_f}\cos\Theta\right](N_x\cos\Phi+N_y\sin\Phi) \\ E_\Phi &= \frac{-jke^{-jkr}}{4\pi r}\left[\cos\Theta+\left(\frac{1-\varrho}{1+\varrho}\right)\frac{\zeta}{Z_f}\right](N_x\sin\Phi-N_y\cos\Phi) \end{aligned}\right\} \tag{6-4}$$

przy czym wektor N jest dany przez

$$\boldsymbol{N} = (1+\varrho)\int\limits_A(\boldsymbol{E}_t)_p e^{-jk(x\sin\Theta\cos\Phi+y\sin\Theta\sin\Phi)}\,dx\,dy \tag{6-5}$$

W szczególności dla falowodu kołowego z modem podstawowym TE_{11} składowe pola elektrycznego fali padającej $(\boldsymbol{E}_t)_p$ są dane przez [31]:

$$E_x = \frac{j\omega\mu\varkappa_{11}}{2}J_2\left(\varkappa_{11}\frac{\varrho}{a}\right)\sin 2\Phi \tag{6-6a}$$

$$E_y = \frac{j\omega\mu\varkappa_{11}}{2}\left[J_0\left(\varkappa_{11}\frac{\varrho}{a}\right)-J_2\left(\varkappa_{11}\frac{\varrho}{a}\right)\cos 2\Phi\right] \tag{6-6b}$$

przy czym:

a — promień falowodu;

$\varkappa_{11}$ — pierwszy pierwiastek równania $J_1'(\varkappa_{11}a) = 0$;

J_n — funkcja Bessela pierwszego rodzaju n-tego rzędu;

J_n' — pochodna funkcji Bessela.

Podstawiając zależności (6-6) do wzoru (6-5) a następnie do wzoru (6-4), otrzymujemy następujące wyrażenia na pole promieniowane przez otwarty koniec falowodu kołowego:

$$E_\Theta = A\left[1+\frac{\lambda}{\lambda_f}\cos\Theta+\varrho\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_f}\cos\Theta\right)\right]J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda_f}a\right)\frac{J_1(ka\sin\Theta)}{ka\sin\Theta}\sin\Phi \tag{6-7a}$$

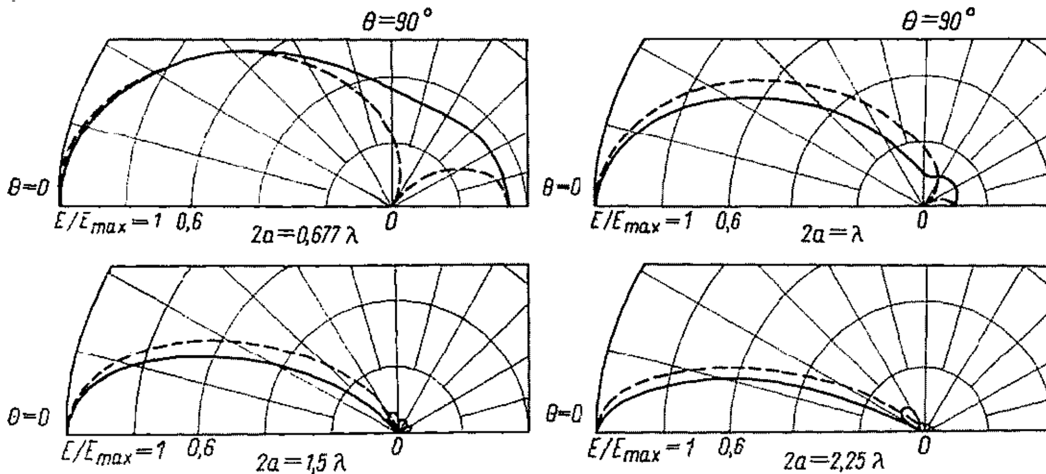
$$E_\Phi = A\left[\frac{\lambda}{\lambda_f}+\cos\Theta-\varrho\left(\cos\Theta-\frac{\lambda}{\lambda_f}\right)\right]J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda_f}a\right)\frac{J_1'(ka\sin\Theta)}{1-\left(\frac{\lambda_f}{\lambda}\sin\Theta\right)^2}\cos\Phi \tag{6-7b}$$

przy czym:

λ_f — długość fali w falowodzie;

$$A = -\frac{\omega\mu ka}{2r}e^{-jkr}.$$

Charakterystyka promieniowania otwartego końca falowodu kołowego w płaszczyźnie E wyraża się wzorem (6-7a) przy $\sin\Phi = 1$, a w płaszczyźnie H — wzorem



Rys. 6-2. Charakterystyki promieniowania otwartego falowodu kołowego z modem TE_{11}; linia ciągła — płaszczyzna E; linia przerywana — płaszczyzna H; $2a$ — wewnętrzna średnica falowodu

(6-7b) przy $\cos\Phi = 1$. Przykłady charakterystyk promieniowania obliczone według wzoru (6-7), przy założeniu $\varrho = 0$, przedstawiono na rys. 6-2. Szerokość głównej wiązki promieniowania dla $a > \lambda$ jest dana zależnością: dla płaszczyzny E

$$\alpha_E = 29{,}4\frac{\lambda}{a} \tag{6-8a}$$

dla płaszczyzny H

$$\alpha_H = 37{,}2\frac{\lambda}{a} \tag{6-8b}$$

Określimy jeszcze kierunkowość otwartego końca falowodu kołowego. Zgodnie z definicją

$$D = 4\pi \frac{U(0,0)}{P} \tag{6-9}$$

przy czym:

$U(0,0)$ — maksymalna gęstość promieniowania;

P — całkowita moc promieniowana.

Stosownie do zależności (2-25) i (6-7) maksymalna gęstość promieniowania

$$U(0,0) = \frac{1}{2\zeta}|E_\Theta(0,0)|^2 r^2 = \frac{A^2}{8}\left|1+\frac{\lambda}{\lambda_f}+\varrho\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_f}\right)\right|^2 J_1^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_f}a\right) \tag{6-10}$$

Całkowitą moc promieniowaną znajdujemy całkując wektor Poyntinga po powierzchni apertury

$$P = \frac{1-|\varrho|^2}{2Z_f}\int_0^a\int_0^{2\pi}(|E_x|^2+|E_y|^2)\varrho\, d\Phi\, d\varrho \tag{6-11}$$

Wstawiając na E_x i E_y wyrażenia (6-6) otrzymujemy po wykonaniu całkowania

$$P = \frac{\pi^2\omega\mu(1-|\varrho|^2)}{2\lambda_f}(\varkappa_{11}^2 a^2-1)J^2(\varkappa_{11}a) \tag{6-12}$$

Podstawiając zależności (6-10) i (6-12) do zależności (6-9) oraz biorąc pod uwagę, że $\varkappa_{11}a = 1{,}841$ otrzymujemy ostatecznie następujące wyrażenie na kierunkowość otwartego końca falowodu kołowego:

$$D = \frac{k^3a^2\lambda_f\left|1+\frac{\lambda}{\lambda_f}+\varrho\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_f}\right)\right|^2}{4{,}775\cdot 2\pi(1-|\varrho|^2)} \tag{6-13}$$

Jeśli średnica falowodu jest znacznie większa od długości fali, to możemy założyć w przybliżeniu $\lambda = \lambda_f$ i $\varrho = 0$; wyrażenie (6-13) ma wówczas następującą postać:

$$D \approx 10{,}5\frac{\pi a^2}{\lambda^2} \tag{6-14}$$

Postępując w podobny sposób jak w przypadku falowodu kołowego możemy znaleźć wyrażenia na charakterystykę promieniowania otwartego końca falowodu prostokątnego. Dla fali typu TE_{10} otrzymujemy następujące zależności:

w płaszczyźnie ***E***

$$f_E(\Theta) = \left[1+\frac{\lambda}{\lambda_f}\cos\Theta+\varrho\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_f}\cos\Theta\right)\right]\frac{\sin(kb\sin\Theta)}{kb\sin\Theta} \tag{6-15a}$$

w płaszczyźnie ***H***

$$f_H(\Theta) = \left[\cos\Theta+\frac{\lambda}{\lambda_f}+\varrho\left(\cos\Theta-\frac{\lambda}{\lambda_f}\right)\right]\frac{\cos(ka\sin\Theta)}{(ka\sin\Theta)^2-\frac{\pi^2}{4}} \tag{6-15b}$$

przy czym a, b — wymiary ścianek falowodu.

Dla kierunkowości otwartego końca falowodu prostokątnego obowiązuje następująca zależność:

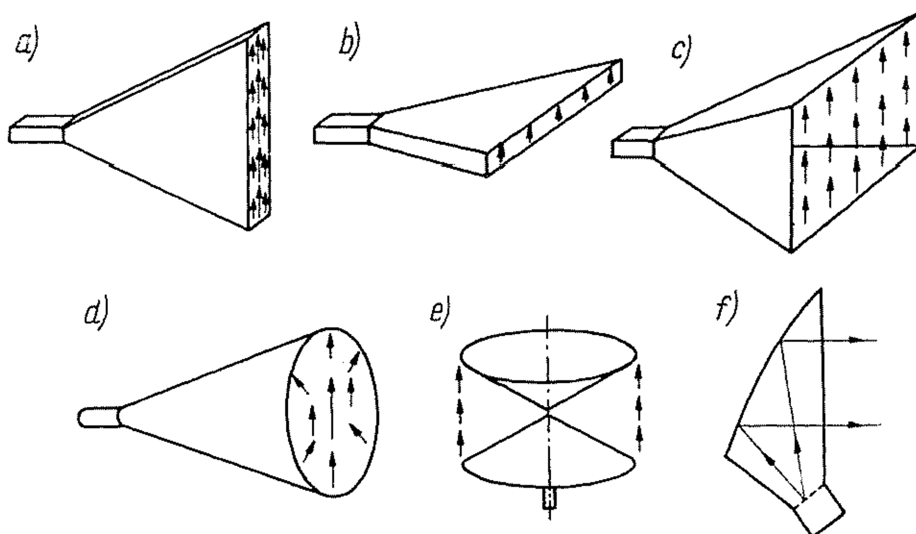
$$D = \frac{8}{\pi}\frac{ab}{\lambda^2}\frac{\lambda_f}{\lambda}\frac{\left|1+\frac{\lambda}{\lambda_f}+\varrho\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_f}\right)\right|^2}{1-|\varrho|^2} \tag{6-16}$$

która dla dostatecznie dużych apertur przy założeniu $\lambda_f \approx \lambda$ i $\varrho \approx 0$ sprowadza się do postaci

$$D \approx 10{,}2\frac{ab}{\lambda^2} \tag{6-17}$$

6.2. RODZAJE ANTEN TUBOWYCH

Antena tubowa powstaje wskutek stopniowego zwiększania rozmiarów falowodu. Jeśli rozszerzenie falowodu prostokątnego zachodzi w jednej płaszczyźnie, to mówimy o *tubach sektorowych* typu E (rys. 6-3a) lub H (rys. 6-3b) zależnie od



Rys. 6-3. Rodzaje anten tubowych: a) tuba sektorowa typu E; b) tuba sektorowa typu H; c) tuba piramidalna; d) tuba stożkowa; e) tuba dwustożkowa; f) antena tubowo-paraboliczna

płaszczyzny, w której występuje zwiększenie rozmiarów falowodu. Tuby sektorowe zapewniają skoncentrowanie promieniowania w tej płaszczyźnie, dla której nastąpił wzrost apertury. Charakterystyka promieniowania tuby sektorowej w drugiej płaszczyźnie jest taka sama jak charakterystyka promieniowania otwartego końca falowodu. Tuby sektorowe zapewniają więc wachlarzową charakterystykę promieniowania.

W celu skoncentrowania promieniowania w obu płaszczyznach stosujemy *tubę piramidalną*, która powstaje przy jednoczesnym zwiększaniu rozmiarów falowodu

prostokątnego w obu płaszczyznach (rys. 6-3c). Tuba piramidalna między innymi znajduje zastosowanie w miernictwie antenowym jako antena wzorcowa o znanym zysku energetycznym.

Przy zwiększaniu rozmiarów falowodu kołowego powstaje *tuba stożkowa* (rys. 6-3d). Charakterystyka promieniowania tuby stożkowej pobudzonej modem TE_{11} jest w przybliżeniu osiowo symetryczna; jest to właściwość bardzo korzystna przy stosowaniu tuby stożkowej jako źródła oświetlającego symetryczny reflektor paraboloidalny. Jednoczesne pobudzanie stożkowej tuby kilkoma modami pola umożliwia dalsze poprawienie symetrii charakterystyki promieniowania [145].

Tuba dwustożkowa jest utworzona przez dwa współosiowe ścięte stożki (rys. 6-3e). Tuba dwustożkowa ma dookólną charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie prostopadłej do osi stożków. Szerokość charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie przechodzącej przez oś zależy od kąta wierzchołkowego i wysokości stożków. Polaryzacja pola wytwarzanego przez tubę dwustożkową zależy od sposobu pobudzenia i może być zarówno pozioma jak i pionowa.

Oprócz wyżej wymienionych spotyka się w praktyce również specjalne anteny tubowe. Na szczególną uwagę zasługuje *antena tubowo-paraboliczna* (rys. 6-3f). Jest ona połączeniem tuby sektorowej lub piramidalnej i fragmentu powierzchni parabolicznej [84]. Cechą charakterystyczną anteny tubowo-parabolicznej jest brak odchyleń fazowych w aperturze.

6.2.1. TUBA SEKTOROWA

Analiza rozkładu pola w tubie sektorowej wykazuje, że jest on zbliżony do rozkładu pola w pobudzającym falowodzie. Czoło fali w tubie ma jednak kształt powierzchni cylindrycznej, której oś pokrywa się z linią przecięcia nachylonych ścianek tuby. W związku z tym w aperturze tuby występują kwadratowe odchylenia fazy. Maksymalne odchylenie fazy jest równe:
dla tuby typu H

$$\Psi^H_{max} \approx \frac{\pi}{4} \frac{a_p^2}{\lambda l_H} \tag{6-18a}$$

dla tuby typu E

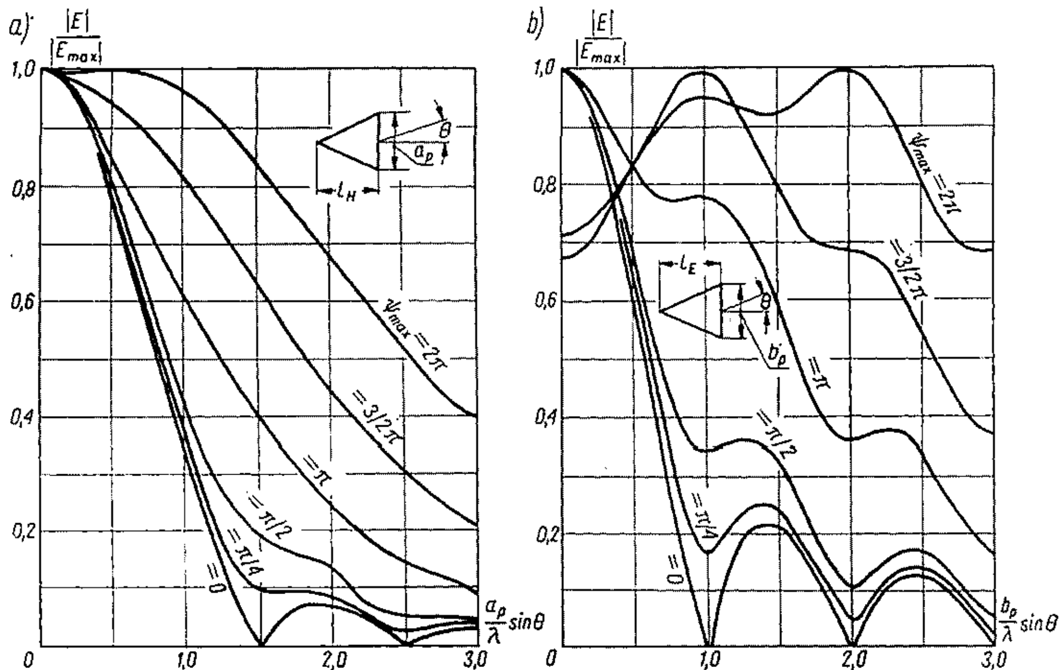
$$\Psi^E_{max} \approx \frac{\pi}{4} \frac{b_p^2}{\lambda l_E} \tag{6-18b}$$

Oznaczenia jak na rys. 6-4.

W przypadku tuby typu H zwiększaniu ulega szeroka ścianka falowodu i w związku z tym szybkość fazowa fali w tubie maleje przy zbliżaniu się do apertury dążąc do szybkości fazowej fali w swobodnej przestrzeni. W przypadku tuby typu E odległość między ściankami równoległymi do wektora pola elektrycznego jest stała i dlatego szybkość fazowa fali w tej tubie jest również stała. Prowadzi to do znacznie silniejszych odbić w płaszczyźnie apertury niż w przypadku tuby typu H.

Charakterystyki promieniowania anten tubowych można w przybliżeniu określić metodą opisaną w p. 2.3.7. Na rys. 6-4 przedstawiono uniwersalne charakterystyki promieniowania, które mogą być stosowane dla tub sektorowych, piramidalnych i dwustożkowych. Podane wykresy są słuszne dla apertur większych od kilku długości fali. Dla mniejszych apertur względne wartości natężenia pola należy pomnożyć przez $0{,}5(1+\cos\Theta)$.

Kierunkowość anten tubowych można obliczyć w podobny sposób, jak to robiliśmy dla przypadku otwartego końca falowodu. Na rys. 6-5 przedstawiono zależność kierunkowości sektorowych anten tubowych od ich rozmiarów. Z podanych wykre-



Rys. 6-4. Uniwersalne charakterystyki promieniowania anten tubowych: a) przy zwiększeniu rozmiarów falowodu w płaszczyźnie *H*; b) przy zwiększaniu rozmiarów falowodu w płaszczyźnie *E* (według H. Jasik: Antenna Engineering Handbook, McGraw-Hill, New York 1961; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

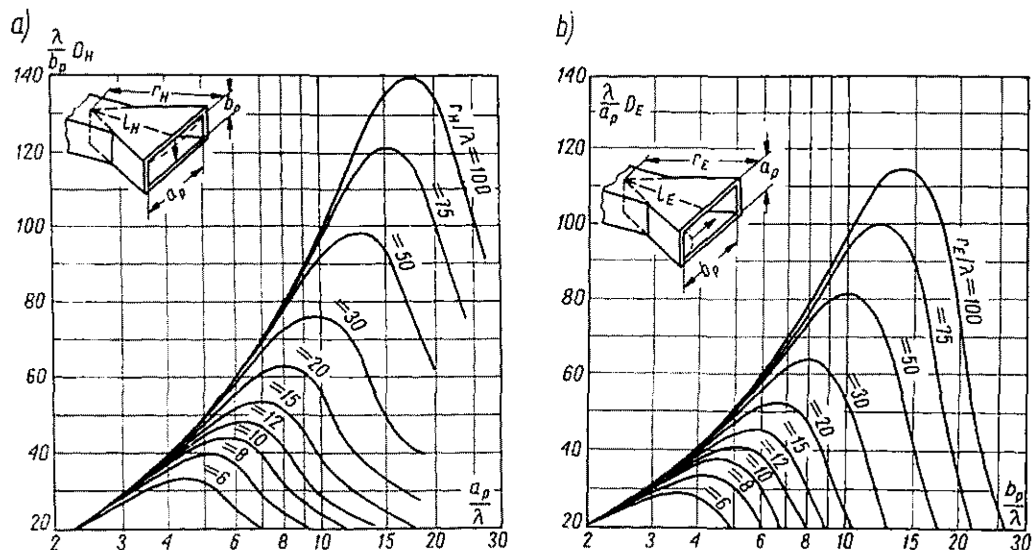
sów wynika, że przy zadanej długości tuby istnieje taki rozmiar apertury, dla którego kierunkowość tuby osiąga wartość maksymalną. Tubę, która przy zadanej długości ma maksymalną kierunkowość, nazywamy *tubą optymalną*. Maksymalne odchylenie fazy dla tuby optymalnej typu *H* wynosi

$$\Psi^H_{max} \approx \frac{3}{4}\pi \qquad (6\text{-}19a)$$

dla tuby typu *E*

$$\Psi^E_{max} \approx \frac{\pi}{2} \qquad (6\text{-}19b)$$

Należy podkreślić, że stosowanie tuby optymalnej jest celowe, tylko w tym przypadku, gdy tuba pracuje jako antena samodzielna. Jeśli tuba jest wykorzystywana jako źródło oświetlające, ważniejsze jest dobranie odpowiedniej charakterystyki promieniowania zapewniającej optymalne oświetlenie reflektora [109, 110].



Rys. 6-5. Zależność kierunkowości tub sektorowych od rozmiarów apertury: a) dla tub typu H; b) dla tub typu E (według H. Jasik: Antenna Engineering Handbook, McGraw-Hill, New York 1961; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

6.2.2. TUBA PIRAMIDALNA

Nie potrafimy w sposób ścisły określić rozkładu pola w aperturze tuby piramidalnej; doświadczenie wykazuje jednak, że charakterystyki promieniowania tuby piramidalnej w płaszczyznach głównych nieznacznie tylko odbiegają od charakterystyk promieniowania odpowiednich tub sektorowych. W związku z tym wykresy podane na rys. 6-4 mogą być również stosowane dla tuby piramidalnej. Kierunkowość tuby piramidalnej można określić z zależności

$$D = \frac{\pi}{32}\left(\frac{\lambda}{a_p} D_E\right)\left(\frac{\lambda}{b_p} D_H\right) \tag{6-20}$$

przy czym D_E i D_H — kierunkowość odpowiednich tub sektorowych.

Jeśli odpowiadające tubie piramidalnej tuby sektorowe typu E i H są tubami optymalnymi, to tuba piramidalna jest również tubą optymalną. Wyrażając maksymalne odchylenia fazy przez rozmiary tuby otrzymujemy następujące związki dla piramidalnej tuby optymalnej:

$$a_p^2 = 3 l_H \lambda, \quad b_p^2 = 2 l_E \lambda \tag{6-21}$$

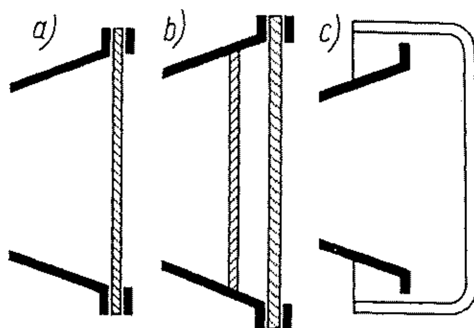
Przy doborze rozmiarów tuby należy pamiętać o zapewnieniu odpowiedniego przejścia od tuby do falowodu. Prawidłowe połączenie tuby z falowodem będzie zapewnione przy spełnieniu następującego równania:

$$l_H\left(1-\frac{a}{a_p}\right)=l_E\left(1-\frac{b}{b_p}\right) \tag{6-22}$$

6.3. DOPASOWANIE ANTEN TUBOWYCH

Dopasowanie anten tubowych do falowodu przy poprawnie dobranych rozmiarach tuby jest na ogół dobre (WFS ok. 1,3). Głównymi źródłami odbić są: apertura i wejście tuby. W tych samych warunkach tuba sektorowa typu E ma nieco mniejszy WFS niż tuba typu H. Wynika to stąd, że w tubie typu E odbicia w płaszczyźnie apertury i na wejściu częściowo wzajemnie się kompensują. W tubie typu H odbicie w płaszczyźnie apertury jest znacznie większe niż na wejściu i kompensacja nie zachodzi.

Szerokopasmowe dopasowanie uzyskuje się przez niezależne skompensowanie obu nieciągłości. Niedopasowanie w punkcie połączenia anteny z falowodem kompensuje się za pomocą przesłon reaktancyjnych (zwykle indukcyjnych) umieszczo-



Rys. 6-6. Zmniejszenie odbicia w aperturze anteny tubowej za pomocą płytek dielektrycznych (a, b) lub osłony dielektrycznej (c)

nych w pobliżu połączenia. Dopasowanie apertury do swobodnej przestrzeni można uzyskać za pomocą płytki dielektrycznej o odpowiednio dobranej grubości i przenikalności elektrycznej (rys. 6-6a). Płytka ta stanowi jednocześnie zabezpieczenie przed wpływami atmosferycznymi. Jeszcze lepsze rezultaty uzyskuje się przez zastosowanie dwóch płytek umieszczonych w pewnej odległości od siebie (rys. 6-6b). Jako element dopasowujący można również wykorzystać osłonę dielektryczną (rys. 6-6c). Anteny tubowe charakteryzują się dużą szerokością pasma, jeśli chodzi o przebieg impedancji wejściowej. Jednakże szerokość głównej wiązki promieniowania zmienia się w przybliżeniu proporcjonalnie do długości fali. Zwykle więc o szerokości pasma roboczego decydują dopuszczalne zmiany charakterystyki promieniowania.

ANTENY SOCZEWKOWE 7

7.1. OGÓLNE WŁAŚCIWOŚCI ANTEN SOCZEWKOWYCH I ICH ZASTOSOWANIE

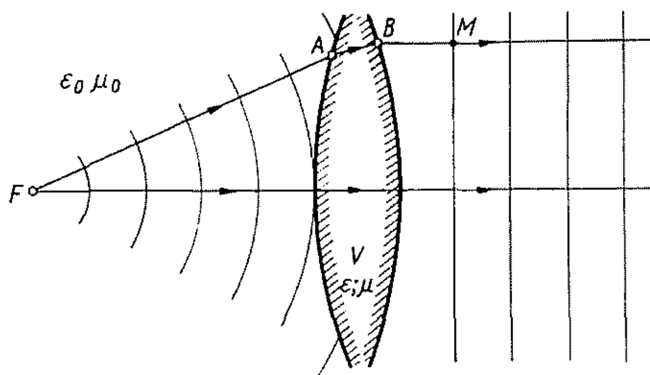
Antena soczewkowa składa się z soczewki i źródła oświetlającego. Zasada działania soczewki mikrofalowej, podobnie jak soczewki optycznej, polega na tym, że soczewka, przez którą przechodzi promieniowanie, przedstawia ośrodek o współczynniku załamania różnym od jedności. Specyfika rodzajowa anten soczewkowych polega głównie na różnicach w konstrukcji soczewki i we współczynniku załamania ośrodka, z którego wykonano soczewkę. Ze względu na stosunkowo dużą długość fali w porównaniu z zakresem optycznym, ośrodek załamujący może być niejednorodny i może być na przykład utworzony z oddzielnych elementów. Taki ośrodek w odróżnieniu od dielektryków naturalnych będziemy nazywali *dielektrykiem sztucznym*. Prędkość fazowa fali w dielektryku sztucznym może być, zależnie od jego budowy, zarówno mniejsza jak i większa do prędkości światła w próżni; współczynnik załamania może więc przyjmować wartości większe i mniejsze od jedności. Soczewki wykonane z dielektryka sztucznego mogą więc być zarówno *soczewkami opóźniającymi* jak i *przyspieszającymi*.

Jedną z możliwości zastosowania anten soczewkowych jest korekcja rozkładu fazy w aperturze anten tubowych. Ważnym zastosowaniem anten soczewkowych są układy z przemiataniem wiązki. Zadanie przemiatania wiązki mikrofalowej w szerokim zakresie kątowym za pomocą przesuwania źródła oświetlającego odpowiada w optyce zagadnieniu uzyskania niezniekształconego obrazu i może być stosunkowo łatwo rozwiązane przy zastosowaniu anten soczewkowych.

7.2. SOCZEWKI TYPU OPTYCZNEGO

Rozmiary anten soczewkowych z reguły wielokrotnie przewyższają długość fali, do ich analizy możemy więc zastosować metodę optyki geometrycznej, charakteryzującą się dużą prostotą. Należy jednak podkreślić, że rezultaty uzyskane metodą optyki geometrycznej mają charakter przybliżony i nie wyjaśniają wszystkich zjawisk zachodzących w antenie. Dokładniejsze rezultaty można uzyskać stosując teorię falową.

Niech w punkcie F (rys. 7-1), który nazywamy *ogniskiem soczewki*, znajduje się źródło fali kulistej. Fala rozchodzi się początkowo w swobodnej przestrzeni o parametrach μ_0, ε_0, a następnie trafia na obszar V o parametrach μ, ε. Obszar V ma symetrię obrotową względem osi, na której leży źródło. Zbadamy, jakie warunki musi spełniać obszar V, aby fala kulista wychodząca ze źródła w punkcie F uległa przekształceniu w falę płaską po przejściu obszaru V. Obierzmy punkt M na dowolnej powierzchni falowej za obszarem V. W celu zapewnienia współfazowości pola na



Rys. 7-1. Przekształcenie fali kulistej w falę płaską za pomocą soczewki

tej powierzchni długość drogi optycznej od punktu F do punktu M musi być stała niezależnie od położenia punktu M. Warunek ten zapiszemy w postaci

$$l_0+nl = \text{const} \tag{7-1}$$

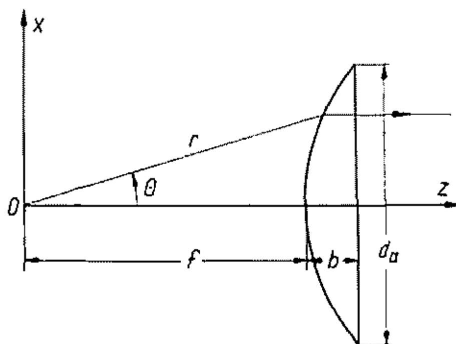
przy czym:

$l_0 = FA+BM$ — długość drogi w swobodnej przestrzeni;

$l = AB$ — długość drogi w obszarze soczewki;

n — współczynnik załamania ośrodka, z którego wykonano soczewkę.

Długość drogi w soczewce możemy wyznaczyć korzystając z prawa Snelliusa. Ograniczymy się tu do rozważenia szczególnego przypadku soczewki z płaską stroną aperturową (rys. 7-2). W tym przypadku promienie w obszarze soczewki są równole-



Rys. 7-2. Soczewka z płaską stroną aperturową

głe do jej osi. Przyjmując sferyczny układ współrzędnych z początkiem w punkcie F warunek (7-1) możemy zapisać w postaci

$$r+n(f+b-r\cos\Theta) = f+nb \tag{7-2}$$

przy czym:

f — długość ogniskowej;

b — grubość soczewki.

Rozwiązując zależność (7-2) względem r znajdujemy równanie powierzchni granicznej

$$r = f\frac{n-1}{n\cos\Theta-1} \tag{7-3}$$

Jest to równanie hiperboloidy obrotowej.

Oznaczając średnicę soczewki przez d_a z równania (7-3) otrzymujemy następujące równanie wiążące rozmiary soczewki d_a i b, długość ogniskowej f i współczynnik załamania n

$$2fb(n-1)+b^2(n^2-1) = \left(\frac{d_a}{2}\right)^2 \tag{7-4}$$

Określimy teraz rozkład pola w aperturze soczewki. Założymy przy tym, że fala padająca jest spolaryzowana liniowo i że charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego ma symetrię obrotową. Wprowadźmy nową zmienną $\varrho = r\sin\Theta$, będącą współrzędną promieniową w płaszczyźnie apertury. Moc przechodząca przez pierścień leżący w płaszczyźnie apertury o szerokości $d\varrho$ i promieniu ϱ wyraża się zależnością

$$P = \frac{1}{2}g^2(\varrho)2\pi\varrho\, d\varrho \tag{7-5}$$

przy czym $g(\varrho)$ — funkcja określająca rozkład pola w aperturze.

Moc ta musi być oczywiście równa mocy promieniowanej przez źródło oświetlające w kącie bryłowym $2\pi\sin\Theta\, d\Theta$

$$P = \frac{1}{2}F^2(\Theta)2\pi\sin\Theta\, d\Theta \tag{7-6}$$

przy czym $F(\Theta)$ — charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego.

Przyrównując zależności (7-6) i (7-5) otrzymujemy

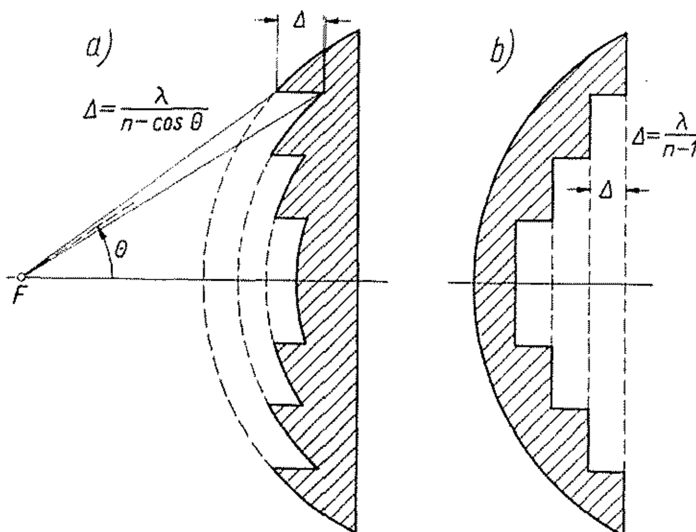
$$g^2(\varrho) = \frac{\sin\Theta}{\varrho\frac{d\varrho}{d\Theta}}F^2(\Theta) \tag{7-7}$$

Stąd po obliczeniu pochodnej $d\varrho/d\Theta$ znajdujemy wyrażenie na rozkład pola w aperturze

$$g(\varrho) = \frac{F(\Theta)}{f(n-1)}\sqrt{\frac{(n\cos\Theta-1)^3}{n-\cos\Theta}} \tag{7-8}$$

Z wyrażenia (7-8) wynika, że przy stosowaniu konwencjonalnych źródeł oświetlających nie jest możliwe zapewnienie równomiernego rozkładu pola w aperturze soczewki. Charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego musiałaby bowiem mieć minimum przy $\Theta = 0$ i dość szybko wzrastać ze wzrostem kąta Θ aż do brzegów apertury ($\Theta = \Theta_0$). Zapewnienie równomiernego rozkładu pola w aperturze wymaga stosowania źródeł oświetlających o specyficznej konstrukcji.

Fala padająca na soczewkę ulega częściowemu odbiciu oraz doznaje tłumienia przechodząc przez obszar soczewki. Oba te zjawiska powodują zmniejszenie zysku energetycznego anteny i pogorszenie jej charakterystyki promieniowania, ponadto



Rys. 7-3. Soczewki strefowane: a) od strony źródła oświetlającego; b) od strony apertury

wzrasta WFS w torze zasilającym źródło oświetlające. Maksymalną wartość współczynnika odbicia można oszacować na podstawie wzorów dla fali padającej normalnie na płaską granicę powietrze-dielektryk. Mamy wówczas

$$\varrho = \frac{1-n}{1+n} \tag{7-9}$$

Jednym ze sposobów zmniejszenia odbicia od powierzchni soczewki jest pokrycie tej powierzchni warstwą dielektryka o grubości $\lambda/4$ i współczynniku załamania równym w przybliżeniu $\sqrt{n}$.

Soczewki o dużej aperturze i kształcie określonym wzorem (7-3) charakteryzują się dużym ciężarem oraz znacznym tłumieniem przechodzącej przez nie fali. W celu zmniejszenia tych wad stosuje się tzw. *soczewki strefowane*. Soczewkę strefowaną uzyskuje się z soczewki litej przez usunięcie części materiału w ten sposób, aby różnica dróg optycznych przechodzących przez różne strefy była równa całkowitej wielokrotności długości fali. W ten sposób zapewnia się współfazowość pola w aperturze. Strefowanie można wykonać bądź od strony źródła oświetlającego (rys. 7-3a), bądź

od strony apertury (rys. 7-3b). Soczewka strefowana przedstawiona na rys. 7-3b ma korzystniejsze właściwości elektryczne, bowiem powstałe wskutek strefowania stopnie nie powodują ani zacieniania apertury, ani rozpraszania energii. W soczewce przedstawionej na rys. 7-3a występuje rozpraszanie energii na stopniach, jej konstrukcja jest jednak korzystniejsza ze względów mechanicznych. Jeśli minimalna grubość soczewki dopuszczalna ze względów mechanicznych jest równa b_{min}, to grubość maksymalna jest w przybliżeniu równa $b_{min}+\lambda/(n-1)$.

Tłumienie wprowadzane przez soczewkę można oszacować w następujący sposób. Tłumienie wprowadzane przez jednorodny dielektryk o współczynniku załamania n i kącie stratności δ jest równe (w dB/m)

$$\alpha = \frac{27{,}3n\,\mathrm{tg}\delta}{\lambda} \tag{7-10}$$

Grubość soczewki strefowanej z rys. 7-3a jest w przybliżeniu równa $\lambda/(n-1)$, więc tłumienie (w dB) wnoszone przez soczewkę jest równe $27{,}3\frac{n}{n-1}\mathrm{tg}\,\delta$.

Oprócz soczewek o symetrii obrotowej oświetlanych przez źródła punktowe stosuje się również soczewki cylindryczne oświetlane przez źródła liniowe. Równanie przekroju poprzecznego soczewek cylindrycznych jest takie samo jak dla soczewek o symetrii obrotowej.

7.3. DIELEKTRYKI SZTUCZNE ZE WSPÓŁCZYNNIKIEM ZAŁAMANIA WIĘKSZYM OD JEDNOŚCI

W technice antenowej do budowy soczewek opóźniających stosuje się często dielektryki sztuczne o współczynniku załamania większym od jedności. Tego typu dielektryk uzyskuje się przez umieszczenie elementów przewodzących w ośrodku o współczynniku załamania bliskim jedności (np. w styropianie). Rozmiary tych elementów a także odległości między nimi powinny być małe w stosunku do długości fali (ok. $\lambda/10$). Najczęściej stosuje się elementy przewodzące w postaci kulek, dysków, kwadratów lub pasków umieszczonych równolegle do wektora pola magnetycznego (rys. 7-4). Dielektryki sztuczne są na ogół anizotropowe, jedynie w przypadku symetrycznych i symetrycznie rozmieszczonych elementów (kulki) udaje się uzyskać ośrodek izotropowy.

Parametry elektryczne dielektryka sztucznego można oszacować wychodząc na przykład z pojęcia polaryzacji. Rozpatrzmy dielektryk utworzony przez równomiernie rozmieszczone w próżni doskonale przewodzące metalowe kulki o promieniu a. Moment elektryczny pojedynczej kulki umieszczonej w równoległym polu elektrycznym $\boldsymbol{E}$ w próżni (bez uwzględnienia oddziaływania sąsiednich kulek) wyraża się wzorem

$$p = 4\pi\varepsilon_0 a^3 E \tag{7-11}$$

Zgodnie z definicją, polaryzacja dielektryka sztucznego

$$P = 4\pi N\varepsilon_0 a^3 E \qquad (7\text{-}12)$$

przy czym N jest liczbą kulek w jednostce objętości.

Dla dielektryka naturalnego wektor polaryzacji wyraża się zależnością

$$P = \varepsilon_0 \varkappa E \qquad (7\text{-}13)$$

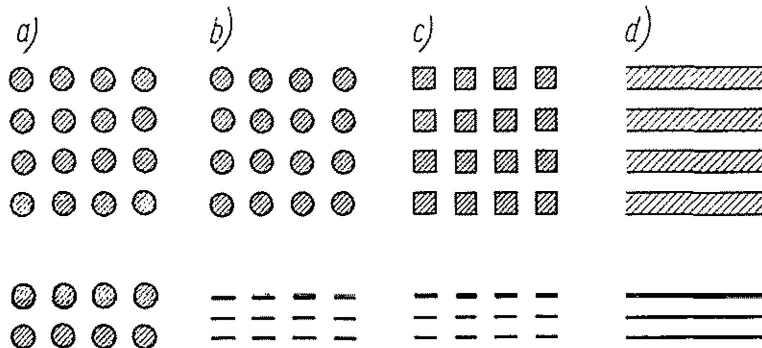
przy czym $\varkappa$ — podatność elektryczna ośrodka.

Porównując wzory (7-12) i (7-13) znajdujemy

$$\varkappa = 4\pi Na^3 \qquad (7\text{-}14)$$

i wobec tego względna przenikalność elektryczna dielektryka sztucznego

$$\varepsilon_r = 1+\varkappa = 1+4\pi Na^3 \qquad (7\text{-}15)$$



Rys. 7-4. Schematyczne przedstawienie sztucznych dielektryków o współczynniku załamania większym od jedności uzyskanych przez umieszczenie przewodzących elementów w ośrodku o współczynniku załamania bliskim jedności: a) metalowe kulki; b) metalowe dyski; c) metalowe kwadraty; d) metalowe paski

Uzyskany rezultat należy traktować jako przybliżony, nie uwzględniono bowiem wzajemnego oddziaływania kulek, a także faktu, że wskutek płynięcia prądów na powierzchniach kulek mają one również pewien moment magnetyczny.

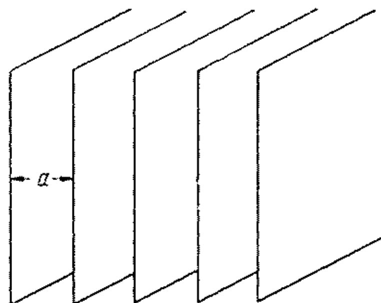
Z zależności (7-15) wynika, że dielektryki sztuczne o współczynniku załamania większym od jedności są, podobnie jak dielektryki naturalne, niedyspersyjne. Oczywiście stwierdzenie to jest słuszne tylko w zakresie częstotliwości, w którym rozmiary elementów przewodzących i odległości między nimi są dostatecznie małe w porównaniu z długością fali.

7.4. SOCZEWKI METALOWE

Rozpatrzmy ośrodek utworzony z nieskończenie rozległych, równoległych płaszczyzn przewodzących (rys. 7-5), przy czym odległość między płaszczyznami jest określona nierównością

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda \qquad (7\text{-}16)$$

Układ dwóch równoległych płaszczyzn można rozpatrywać jako szczególny przypadek falowodu prostokątnego, w którym jeden rozmiar jest nieograniczony. W związku z tym w rozpatrywanej strukturze mogą mieć miejsce dwa zasadnicze sposoby rozchodzenia się fali zależnie od orientacji wektora pola elektrycznego. Jeśli wektor $\boldsymbol{E}$ jest prostopadły do płaszczyzn, to prędkość fazowa fali



Rys. 7-5. Układ nieskończenie rozległych, równoległych płaszczyzn przewodzących

w strukturze jest taka sama jak w swobodnej przestrzeni $v_f = c$, jeśli jednak wektor $\boldsymbol{E}$ jest równoległy do płaszczyzn, to prędkość fazowa fali jest większa od prędkości światła w próżni $v_f > c$ i określona zależnością

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \tag{7-17}$$

Rozpatrywaną strukturę można w tym przypadku uważać za dielektryk sztuczny o współczynniku załamania mniejszym od jedności

$$n = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1 \tag{7-18}$$

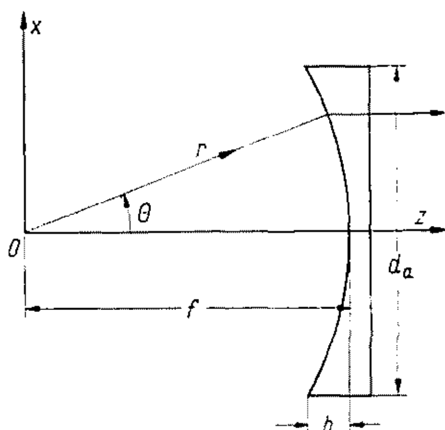
Jak wynika z zależności (7-18) współczynnik załamania zależy od częstotliwości. Dielektryk sztuczny o współczynniku załamania mniejszym od jedności jest więc, w odróżnieniu od dielektryków naturalnych, ośrodkiem dyspersyjnym.

Opisana wyżej struktura może być wykorzystana do budowy *soczewek metalowych*. Przy określaniu ich kształtu obowiązują takie same reguły jak w przypadku soczewek typu optycznego. W szczególności równanie powierzchni granicznej (7-3) jest w dalszym ciągu słuszne, z tym, że przy $n < 1$ przedstawia ono elipsoidę obrotową (rys. 7-6).

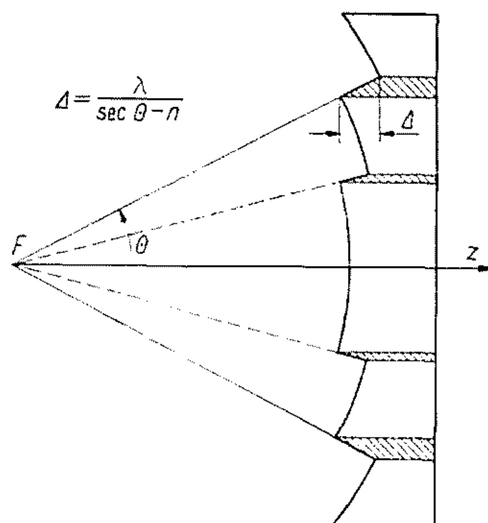
Podobnie jak w przypadku soczewek dielektrycznych możemy zmniejszyć grubość soczewki metalowej metodą podziału na strefy (rys. 7-7). Wprowadzenie strefowania powoduje jednak zmniejszenie współczynnika wykorzystania apertury wskutek powstania stref zacienionych.

Współczynnik odbicia od soczewki metalowej można ocenić podobnie jak w przypadku soczewki dielektrycznej według wzoru (7-9); natomiast tłumienie wprowadzane przez soczewkę metalową, praktycznie biorąc, można pominąć.

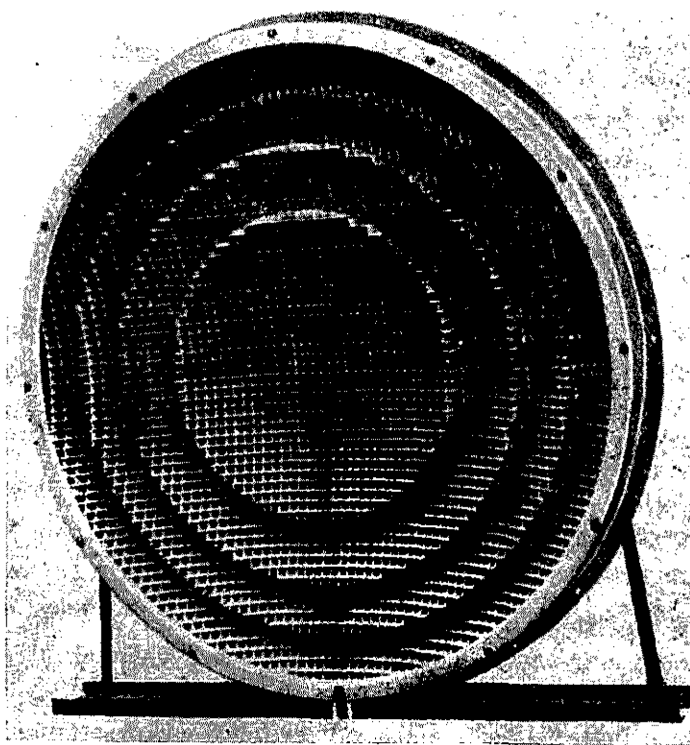
Przykład wykonania soczewki metalowej o średnicy 40λ pokazano na rys. 7-8.



Rys. 7-6. Soczewka metalowa



Rys. 7-7. Strefowanie soczewki metalowej



Rys. 7-8. Przykład wykonania strefowanej soczewki metalowej

7.5. WPŁYW ODCHYŁEK FAZOWYCH I TOLERANCJE WYKONANIA SOCZEWEK

Ocenimy wpływ tolerancji wykonania i częstotliwości na parametry anten soczewkowych. Stosownie do zależności (7-1) i (7-3) długość drogi elektrycznej od ogniska do apertury wyraża się zależnością

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r+nl) \tag{7-19}$$

W przypadku soczewki strefowanej długość promienia dla poszczególnych stref różni się o wielokrotność 2π, dla m-tej strefy mamy więc

$$\varphi_m = \varphi_1 - 2\pi(m-1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_m + nl_m) \tag{7-20}$$

Dopuszczając niewielkie odchyłki długości drogi geometrycznej w obszarze soczewki l, współczynnika załamania n i długości fali λ, możemy w pierwszym przybliżeniu dla długości drogi elektrycznej od ogniska do apertury napisać następujące wyrażenie:

$$\varphi' = \varphi + \Delta\varphi \tag{7-21}$$

przy czym $\Delta\varphi$ jest różniczką zupełną φ

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda}\Delta\lambda + \frac{\partial\varphi}{\partial l}\Delta l + \frac{\partial\varphi}{\partial n}\Delta n \tag{7-22}$$

Obliczając pochodne cząstkowe w zależności (7-22) otrzymujemy następujące wyrażenie na odchyłkę fazy w aperturze:

$$\Delta\varphi = -\varphi\frac{\Delta\lambda}{\lambda} + 2\pi(n-1)\frac{\Delta l}{\lambda} + 2\pi\frac{l}{\lambda}\Delta n \tag{7-23}$$

Załóżmy na początek, że błąd występuje tylko we współczynniku załamania i zbadajmy, jakie są dopuszczalne odchyłki współczynnika załamania dla spełnienia wymagania, aby błąd fazy nie przekraczał pewnej wartości Δ_m. Z zależności (7-23) otrzymujemy

$$|\Delta n| \leqslant \frac{\lambda}{l}\frac{\Delta_m}{2\pi} \tag{7-24}$$

W większości przypadków można dopuścić $\Delta_m = \pi/8$.

Grubość soczewek strefowanych jest w przybliżeniu równa $l = \lambda/(n-1)$, więc dopuszczalne odchyłki współczynnika załamania są określone wzorem

$$|\Delta n| \leqslant \frac{n-1}{16} \tag{7-25}$$

W przypadku gdy odchyłka fazy jest spowodowana jedynie błędem grubości soczewki Δl, otrzymujemy

$$|\Delta l| \leqslant \frac{\lambda}{n-1}\frac{\Delta_m}{2\pi} = \frac{\lambda}{16(n-1)} \tag{7-26}$$

Przykładowo dla soczewki wykonanej z polistyrenu ($n = 1{,}6$) współczynnik załamania może się różnić od zadanej wartości o 3,75%, a grubość soczewki — o $0{,}1\lambda$.

Dla oceny zależności od częstotliwości przyjmiemy $\Delta n = \Delta l = 0$. Ponieważ w pełnej soczewce długości elektryczne wszystkich promieni są jednakowe, zatem właściwości soczewek wykonanych z dielektryków o współczynniku załamania większym od jedności (tak naturalnych jak i sztucznych) są praktycznie biorąc, niezależne od częstotliwości. Przeciwnie jest w przypadku soczewek strefowanych, a mianowicie długości dróg elektrycznych przy średniej częstotliwości różnią się dla poszczególnych stref o wielokrotność 2π. Przy zmianach częstotliwości różnice długości dróg elektrycznych nie są równe wielokrotnościom 2π, powstają więc odchyłki fazy określone dla 1 i m-tej strefy wzorami:

$$\Delta\varphi_1 = -\varphi_1\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\varphi_1\frac{\Delta f}{f}; \quad \Delta\varphi_m = -\varphi_m\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\varphi_m\frac{\Delta f}{f} \tag{7-27}$$

Ponadto zgodnie z wzorem (7-20) mamy

$$|\varphi_1 - \varphi_m| = 2\pi(m-1) \tag{7-28}$$

Różnica odchyłek decyduje o błędzie fazowym w aperturze

$$|\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_m| = |\varphi_1 - \varphi_m|\frac{|\Delta f|}{f} = 2\pi(m-1)\frac{|\Delta f|}{f} \tag{7-29}$$

Dopuszczając maksymalny błąd fazy $\Delta_m = \pi/8$ z zależności (7-29) można wyznaczyć dopuszczalną zmianę częstotliwości

$$\frac{|\Delta f|}{f} \leqslant \frac{1}{m-1}\frac{\Delta_m}{2\pi} = \frac{1}{16(m-1)} \tag{7-30}$$

Względna szerokość pasma soczewki strefowanej jest równa podwójnej wartości określonej wzorem (7-30). Przykładowo dla soczewki 7-strefowej względna szerokość pasma wynosi 2%.

W podobny sposób można określić tolerancje i szerokość pasma soczewek metalowych. Biorąc pod uwagę, że w tym przypadku współczynnik załamania jest mniejszy od jedności w miejsce zależności (7-20) musimy zapisać

$$\varphi_m = \varphi_1 + 2\pi(m-1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_m + nl_m) \tag{7-31}$$

Obliczając różniczkę zupełną wyrażenia (7-31) — przy czym należy uwzględnić, że współczynnik załamania jest funkcją długości fali λ i odległości między płytami a — otrzymujemy wyrażenie na odchyłkę fazy w aperturze

$$\Delta\varphi = \left(\varphi + \frac{2\pi l}{\lambda}\frac{1-n^2}{n}\right)\frac{\Delta f}{f} - 2\pi(1-n)\frac{\Delta l}{\lambda} + \frac{2\pi l}{\lambda}\frac{1-n^2}{n}\frac{\Delta a}{a} \tag{7-32}$$

Jeśli błędy występują tylko w grubości soczewki lub odległości między płytami, to dopuszczając odchyłkę fazy $\Delta_m = \pi/8$ otrzymujemy następujące związki:

$$|\Delta l| \leqslant \frac{\lambda}{1-n}\frac{\Delta_m}{2\pi} = \frac{\lambda}{16(1-n)} \tag{7-33}$$

$$|\Delta a| \leqslant \frac{an}{1-n^2}\frac{\lambda}{l}\frac{\Delta_m}{2\pi} = \frac{an}{16(1-n^2)}\frac{\lambda}{l} \tag{7-34}$$

Dla oceny zależności parametrów soczewki metalowej od częstotliwości określimy różnicę maksymalnych odchyłek fazowych przyjmując $\Delta l = \Delta a = 0$. Dla pełnej soczewki otrzymujemy

$$|\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}| = \frac{2\pi}{\lambda}(l_{max} - l_{min})\frac{1-n^2}{n}\frac{|\Delta f|}{f} \tag{7-35}$$

a dla soczewki strefowanej

$$|\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}| = \left[\varphi_{max} - \varphi_{min} + \frac{2\pi}{\lambda}(l_{max} - l_{min})\frac{1-n^2}{n}\right]\frac{|\Delta f|}{f} \approx 2\pi\frac{1+mn}{n}\frac{|\Delta f|}{f} \tag{7-36}$$

Żądając, aby

$$|\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}| \leqslant \Delta_m \tag{7-37}$$

z zależności (7-35) i (7-36) możemy wyznaczyć szerokość pasma soczewek. Warto zauważyć, że w przeciwieństwie do soczewek wykonanych z dielektryka naturalnego w przypadku soczewek metalowych strefowanie powoduje wzrost szerokości pasma.

7.6. SOCZEWKI NIEJEDNORODNE

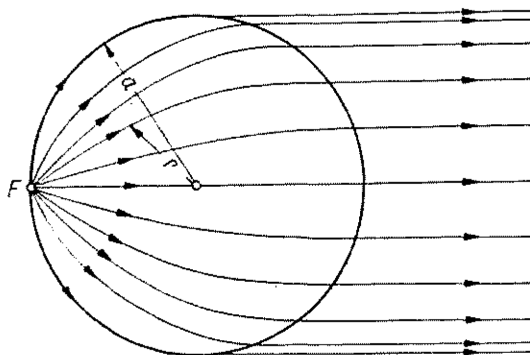
W odróżnieniu od dotychczas rozważanych soczewek jednorodnych zajmiemy się teraz zbadaniem właściwości *soczewek niejednorodnych*, tzn. takich, w których współczynnik załamania jest funkcją położenia punktu załamania [189]. Przykładem soczewki niejednorodnej może być *soczewka Luneberga*. W wykonaniu sferycznym soczewka Luneberga, pobudzona w dowolnym punkcie jej powierzchni przez źródło punktowe, powoduje takie załamanie fali, że wszystkie promienie opuszczające soczewkę są równoległe do średnicy przechodzącej przez punkt pobudzenia (rys. 7-9). Dla zapewnienia tej właściwości współczynnik załamania jako funkcja promienia musi zmniejszać się od wartości n_0 w środku soczewki do wartości n_1 na jej brzegu według następującego prawa [28]:

$$n = n\left(\frac{r}{a}\right) = n_0\sqrt{1-\frac{1}{2}\frac{r^2}{a^2}} \tag{7-38}$$

przy czym a — promień soczewki.

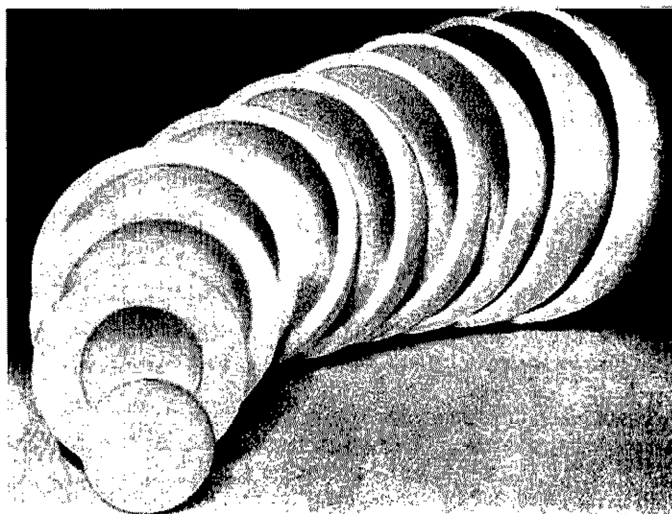
W celu uniknięcia załamania promieni przy opuszczaniu soczewki wartość współczynnika załamania na jej powierzchni powinna być równa współczynnikowi załamania otaczającego ośrodka.

Soczewka Luneberga znalazła szerokie zastosowanie w technice mikrofalowej do przemiatania wiązki promieniowania w nieograniczonym zakresie kątowym reali-



Rys. 7-9. Soczewka Luneberga

zowanego przez zmianę położenia źródła oświetlającego. Stosuje się również soczewki Luneberga w wykonaniu cylindrycznym; zapewniają one przemiatanie wiązki w jednej płaszczyźnie w przedziale kątowym równym 2π.

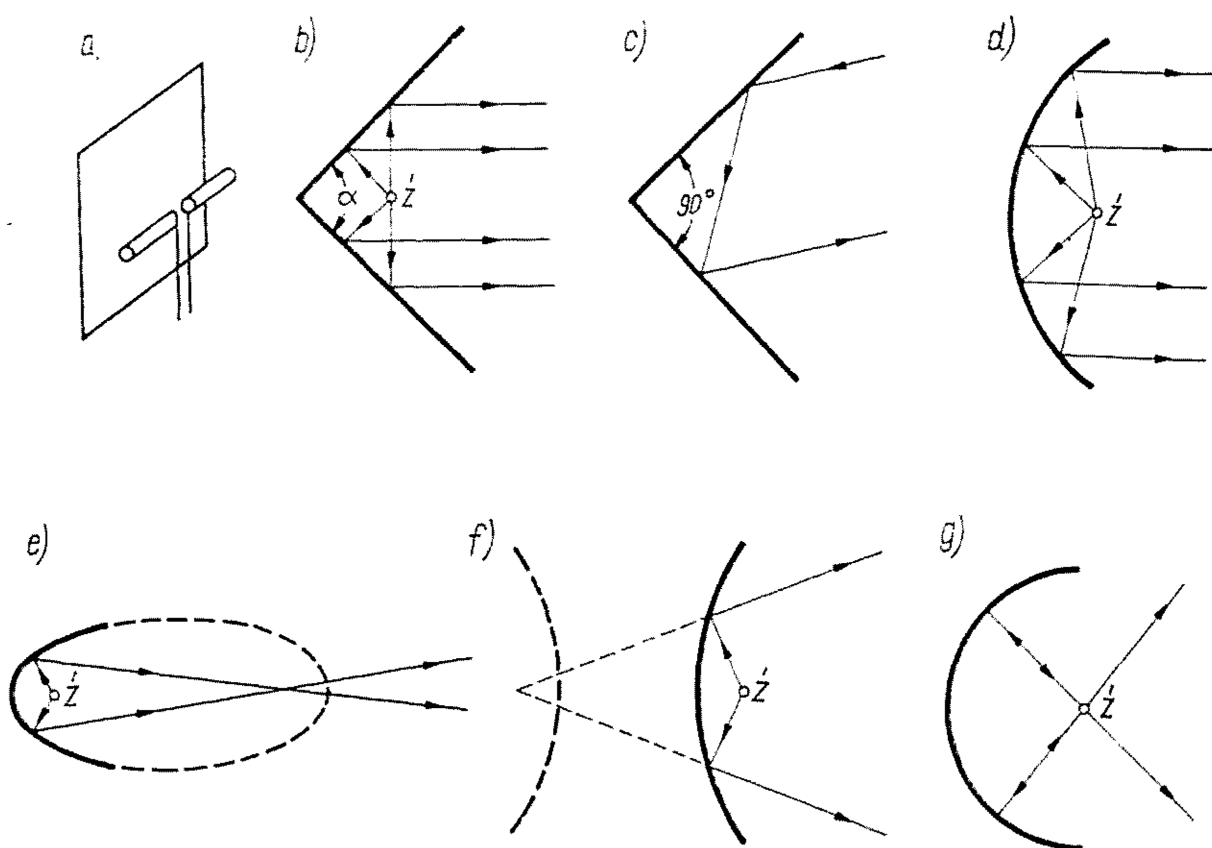


Rys. 7-10. Konstrukcja soczewki Luneberga ze skokową zmianą współczynnika załamania (Emerson and Cuming, Inc. Canton, Mass.)

Sferyczne soczewki Luneberga wykonuje się z dielektryków naturalnych i sztucznych o współczynniku załamania większym od jedności. W wielu przypadkach zadowalające rezultaty uzyskuje się wykonując soczewkę z kolejno nakładanych powłok o stałym współczynniku załamania (rys. 7-10).

ANTENY REFLEKTOROWE 8

Reflektory są powszechnie stosowane w technice antenowej jako elementy kształtujące charakterystykę promieniowania źródeł pierwotnych. Na przykład promieniowanie wsteczne jakiejś anteny można wydatnie zmniejszyć przez zastosowanie reflektora płaskiego. W ogólnym przypadku za pomocą reflektora o odpowiedniej wielko-



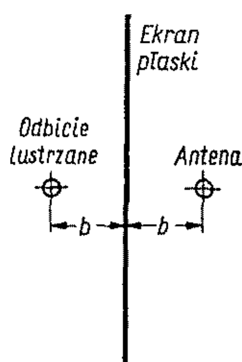
Rys. 8-1. Różne rodzaje reflektorów: a) płaski; b) kątowy; c) prostokątny bierny; d) paraboliczny; e) eliptyczny; f) hiperboliczny; g) kulisty
Ź — źródło oświetlające

ści, kształcie i odpowiednio oświetlonego można uzyskać prawie dowolną charakterystykę promieniowania. Przykłady różnych reflektorów pokazano na rys. 8-1. Rola *reflektora płaskiego* (rys. 8-1a) polega przede wszystkim na ograniczeniu promieniowania do jednej półprzestrzeni. Większy zysk energetyczny i ostrzejszą charakterystykę promieniowania można uzyskać za pomocą dwóch reflektorów płaskich przecinających się pod pewnym kątem (rys. 8-1b). Reflektor taki nazywamy *reflek-*

torem kątowym; jest on chętnie stosowany wówczas, gdy wymagane rozmiary apertury sięgają kilku długości fali. *Reflektor prostokątny* bez źródła oświetlającego (rys. 8-1c) jest wykorzystywany jako antena pasywna. Charakteryzuje się on właściwością odbijania padającej fali z powrotem w kierunku źródła. Bardzo dużą kierunkowość zapewnia *reflektor paraboliczny* (rys. 8-1d), którego apertura jest zwykle rzędu kilkudziesięciu lub kilkuset długości fali. Promienie wychodzące ze źródła punktowego umieszczonego w ognisku po odbiciu się od reflektora parabolicznego tworzą wiązkę równoległą. Apertura reflektora parabolicznego może mieć kształt koła (reflektor w postaci wycinka paraboloidy obrotowej) lub prostokąta (reflektor w postaci cylindra parabolicznego). Do celów specjalnych stosuje się wiele innych kształtów reflektorów. Na przykład *reflektor eliptyczny* (rys. 8-1c) odbija promienie wychodzące z jednego ogniska w ten sposób, że przechodzą one przez drugie ognisko. Bieg promieni odbitych od *reflektora hiperbolicznego i kulistego* pokazano na rys. 8-1f,g.

8.1. REFLEKTOR PŁASKI

Wpływ nieskończenie rozległego, doskonale przewodzącego reflektora płaskiego na antenę umieszczoną w odległości b od niego najłatwiej jest określić metodą odbić zwierciadlanych. Polega ona na zastąpieniu reflektora przez odbicie anteny umieszczone w odległości $2b$ od anteny, jak to pokazano na rys. 8-2. Jeśli antena jest anteną liniową, to postawione zadanie sprowadza się do rozpatrzonego już w p. 3.4.5 problemu anteny nad ziemią.

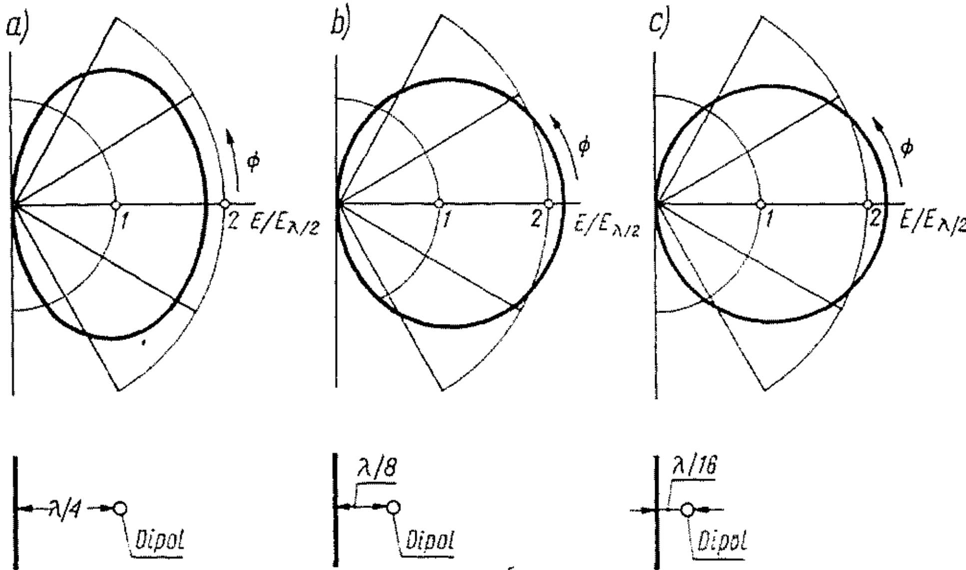


Rys. 8-2. Antena z reflektorem płaskim

Na rysunku 8-3 przedstawiono przykładowo charakterystyki promieniowania dipola półfalowego z reflektorem płaskim dla trzech odległości dipola od reflektora. Na wykresach podano względne wartości natężenia pola w stosunku do pola wytwarzanego przez dipol półfalowy w swobodnej przestrzeni. W praktyce reflektor ma skończone rozmiary, wskutek czego pole za reflektorem nie jest równe zeru. Natężenie pola za reflektorem zależy od stosunku rozmiarów reflektora do długości fali

i do długości anteny. Przy niezbyt wielkich częstotliwościach reflektor można wykonać w postaci szeregu przewodników (metalowych rur lub prętów) równoległych do dipola.

Reflektor płaski wykorzystuje się często do uzyskania jednokierunkowej charakterystyki promieniowania współfazowych układów antenowych. Przykład takiego zastosowania reflektora płaskiego pokazano na rys. 8-4. Współfazowy układ ante-



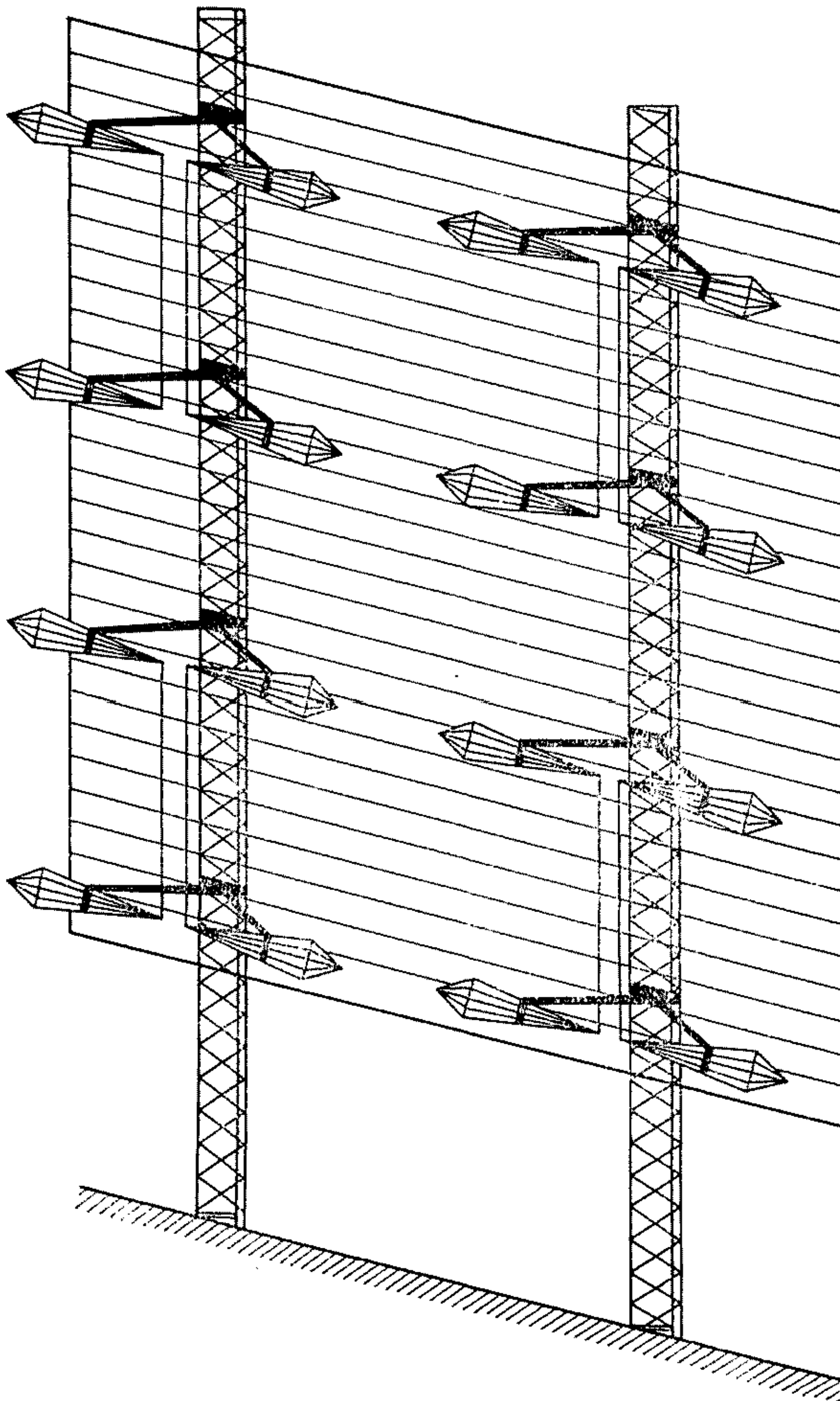
Rys. 8-3. Charakterystyki promieniowania dipola półfalowego z reflektorem płaskim: a) odległość od ekranu $\lambda/4$; b) odległość od ekranu $\lambda/8$; c) odległość od ekranu $\lambda/16$

nowy złożony z 8 dipoli szerokopasmowych jest tutaj umieszczony przed reflektorem płaskim wykonanym z równoległych przewodników.

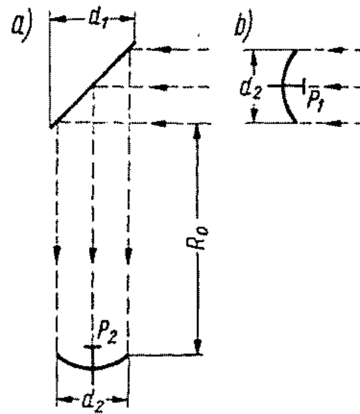
W zakresie b.w.cz. reflektory płaskie bywają stosowane do zmiany kierunku rozchodzenia się fal w antenach dla radiolinii (tzw. anteny peryskopowe [39]). Korzyść ze stosowania tego typu anten polega na tym, że właściwa antena, np. reflektor paraboliczny wraz ze źródłem oświetlającym, może być umieszczona na powierzchni ziemi. Dzięki temu wydatnemu skróceniu ulega długość toru łączącego antenę z nadajnikiem, co prowadzi do zmniejszenia strat w torze.

Zasadę działania anteny peryskopowej wyjaśnia rys. 8-5. Rozmiary reflektora płaskiego można dobrać tak, aby zysk energetyczny anteny peryskopowej był taki sam lub nawet przewyższał zysk energetyczny anteny parabolicznej.

Miarą skuteczności anteny peryskopowej jest stosunek mocy P_2 odebranej przez antenę peryskopową do mocy P_1 odebranej przez antenę paraboliczną umieszczoną bezpośrednio w polu padającej fali (rys. 8-5). Zależność stosunku P_2/P_1 od średnicy reflektora płaskiego i jego odległości od anteny parabolicznej pokazano na rys. 8-6.

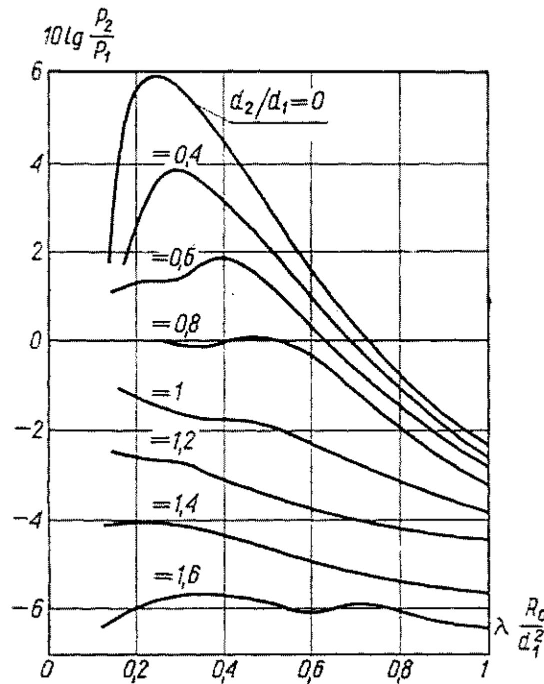


Rys. 8-4. Współfazowy układ antenowy z reflektorem płaskim



Rys. 8-5. Zasada działania reflektora płaskiego zmieniającego kierunek propagacji fal: a) antena peryskopowa; b) reflektor paraboliczny umieszczony w polu fali padającej

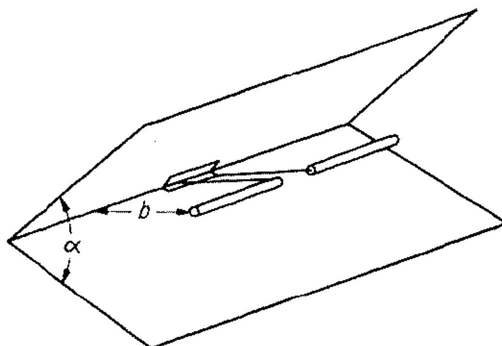
P_1 — moc odbierana przez reflektor umieszczony bezpośrednio w polu fali padającej; P_2 — moc odbierana przez ten sam reflektor paraboliczny przy zastosowaniu reflektora płaskiego, zmieniającego kierunek propagacji fali



Rys. 8-6. Zależność stosunku P_2/P_1 dla anteny peryskopowej złożonej z anteny parabolicznej i płaskiego reflektora od średnicy reflektora i jego odległości od anteny (według R. Kühn: Mikrowellenantennen, VEB Verlag Technik, Berlin 1964)

8.2. REFLEKTOR KĄTOWY

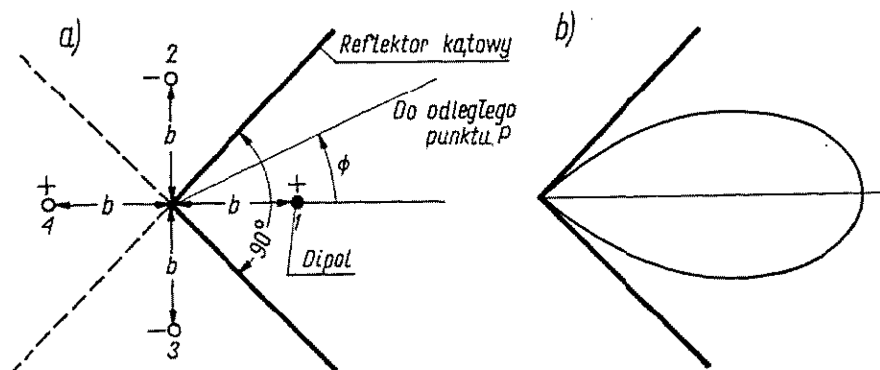
Dwa reflektory płaskie, przecinające się pod pewnym kątem, tworzą *reflektor kątowy*, a wraz z elementem czynnym — *antenę kątową* (rys. 8-7). Kąt α między płaszczyznami odbijającymi może przybierać różne wartości; gdy $\alpha = 180°$, antena kątowa przekształca się w antenę z reflektorem płaskim, gdy $\alpha = 180°/n$ (n — liczba całko-



Rys. 8-7. Antena kątowa

wita dodatnia), do analizy anteny kątowej można stosować metodę odbić lustrzanych.

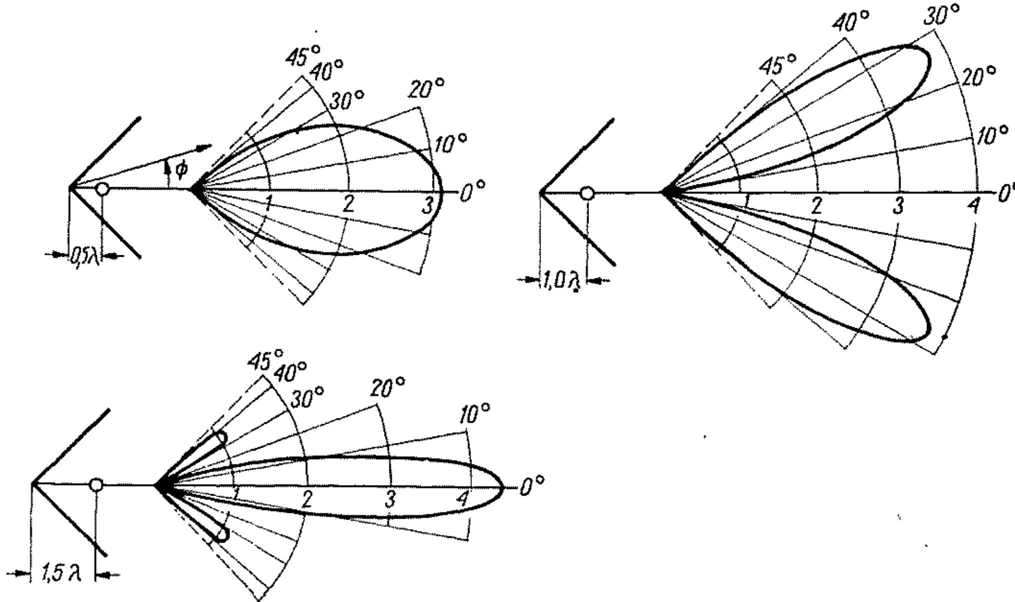
Na rysunku 8-8 przedstawiono sposób tworzenia kolejnych odbić lustrzanych dla anteny kątowej prostokątnej ($\alpha = 90°$). Antena czynna *1* i jej trzy odbicia lustrzane mają prądy o takiej samej amplitudzie. Faza prądów w *1* i *4* jest taka



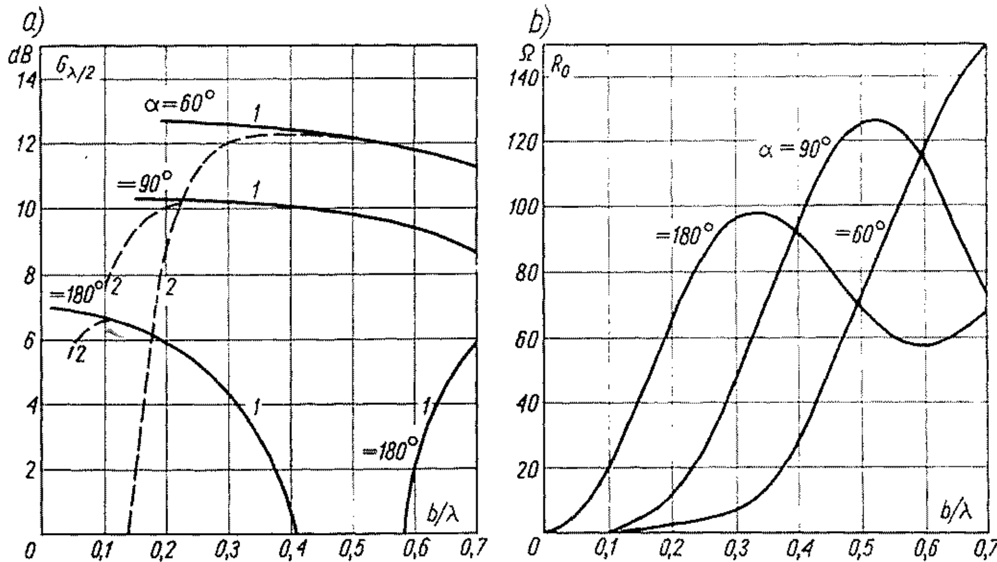
Rys. 8-8. Antena kątowa prostokątna: a) tworzenie odbić lustrzanych; b) charakterystyka promieniowania

sama; w *2* i *3* również taka sama, ale przesunięta o 180° w stosunku do *1* i *4*. Charakterystykę promieniowania anteny, przy założeniu nieskończenie rozległych płaszczyzn odbijających pokazano na rys. 8-8b. Przy skończonych wymiarach reflektora antena będzie promieniowała nieznaczną część energii w kierunku wstecznym.

Charakterystyka promieniowania, zysk energetyczny i impedancja wejściowa anteny kątowej są funkcjami odległości elementu czynnego od wierzchołka reflektora. Na rys. 8-9a przedstawiono przykładowo charakterystyki promieniowania anteny kątowej prostokątnej dla trzech położeń elementu czynnego. Na wykresach podano względną wartość natężenia pola w stosunku do dipola $\lambda/2$ w swobodnej przestrzeni.



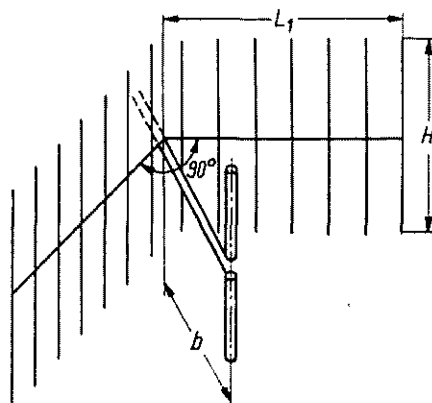
Rys. 8-9. Charakterystyki promieniowania anteny kątowej prostokątnej dla różnych odległości elementu czynnego od wierzchołka reflektora



Rys. 8-10. Zależność zysku energetycznego (a) i rezystancji wejściowej (b) anteny z reflektorem kątowym od odległości między reflektorem a elementem czynnym dla różnych kątów reflektora
$1 - R_{str} = 0$; $2 - R_{str} = 1\ \Omega$

Przebieg zysku energetycznego $G_{\lambda/2}$ i rezystancji wejściowej R_0 anten kątowych o różnych kątach wierzchołkowych pobudzanych za pomocą dipola półfalowego w funkcji odległości dipola od wierzchołka reflektora przedstawiono na rys. 8-10.

Zysk anteny dla danego α wzrasta ze zmniejszaniem odległości dipola od wierzchołka reflektora, natomiast rezystancja wejściowa maleje, osiągając wartości 0 dla $b = 0$. Przy bardzo małych wartościach b gwałtownie maleje sprawność anteny



Rys. 8-11. Reflektor kątowy wykonany z prętów

(rys. 8-10a). W związku z tym odległość dipola od wierzchołka reflektora nie powinna być mniejsza od $0{,}1\lambda$ dla reflektora płaskiego, $0{,}2\lambda$ — dla $\alpha = 90°$ i $0{,}4\lambda$ — dla $\alpha = 60°$.

Reflektor kątowy, podobnie jak reflektor płaski, może być wykonany z metalowych prętów lub rurek równoległych do dipola (rys. 8-11). Jeśli jako element czynny stosuje się dipol półfalowy, to szerokość ekranu H nie powinna być mniejsza od $0{,}6\lambda$. Zwiększenie szerokości ekranu powoduje zmniejszenie promieniowania wstecznego. Długość reflektora L zależy od kąta α oraz od położenia elementu czynnego. Uważa się, że zasadniczą część reflektora stanowi ta część, od której promienie odbijają się równolegle do osi anteny. Z tego warunku wynika następująca zależność na długość reflektora:

$$L = 2{,}8b\cos\frac{\alpha}{2} \tag{8-1}$$

Dla $\alpha = 90°$ jest $L = 2b$, dla $\alpha = 60°$ jest $L = 2{,}4b$.

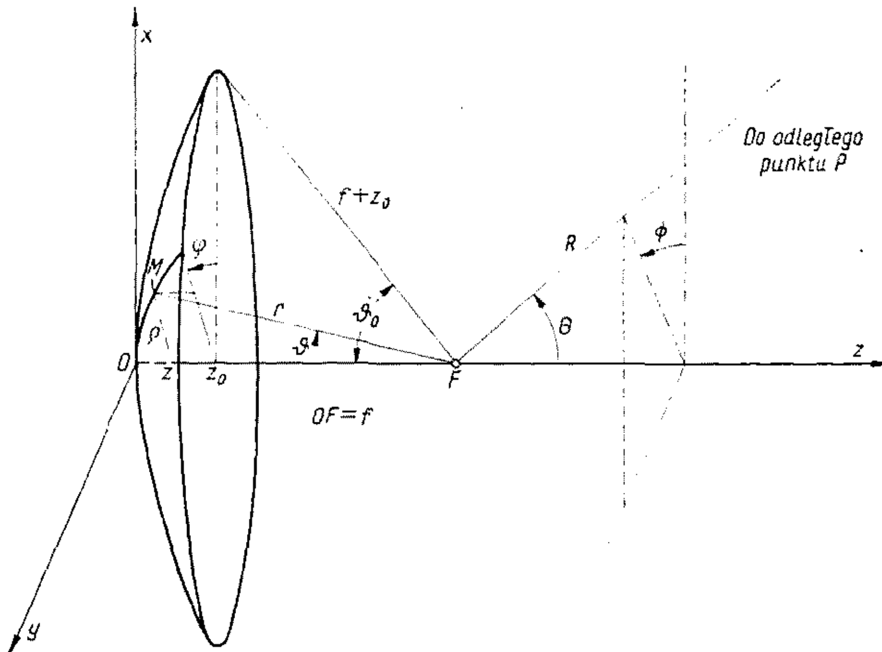
8.3. REFLEKTOR PARABOLICZNY

Anteny z reflektorami parabolicznymi znajdują szerokie zastosowanie w zakresie b.w.cz. Wynika to ze stosunkowo prostej konstrukcji tych anten, możliwości uzyskania charakterystyki promieniowania o różnych kształtach, dużej kierunkowości, niskiej temperatury szumowej itp. Anteny z reflektorami parabolicznymi są

stosowane w radiolokacji, liniach radiowych, radiokomunikacji satelitarnej, radioastronomii i in. Używa się zarówno reflektorów w postaci wycinka paraboloidy obrotowej jak i walca parabolicznego. W dalszym ciągu omówimy dość szczegółowo własności reflektora parabolicznego.

8.3.1. CHARAKTERYSTYKA PROMIENIOWANIA

Rozważmy symetryczny reflektor paraboliczny oświetlony przez źródło punktowe umieszczone w ognisku. Pole promieniowane przez taką antenę jest superpozycją pola wytwarzanego przez reflektor, bezpośredniego promieniowania źródła oświetlającego oraz pól wytwarzanych przez wszystkie metalowe elementy (podpory, tor zasilający), w których indukują się prądy wielkiej częstotliwości. Nie przechwytywana przez reflektor energia źródła oświetlającego oraz energia rozproszona na elementach konstrukcji zwiększa poziom dalszych listków bocznych i listków wstecznych, co na ogół jest zjawiskiem niepożądanym [93]. Natomiast wpływ tych czynników na listek główny i przyległe listki boczne jest nieznaczny i zwykle bywa pomijany, tak że pole w tym obszarze jest określone tylko przez promieniowanie reflektora.



Rys. 8-12. Układy współrzędnych stosowane przy analizie reflektora parabolicznego

Zgodnie z rozważaniami przeprowadzanymi w p. 2.3.3, charakterystykę promieniowania anteny reflektorowej można określić bądź metodą rozkładu prądu, bądź też metodą aperturową. Dalsze obliczenia oprzemy na metodzie rozkładu prądu. W tych obliczeniach będziemy korzystali z czterech układów współrzędnych pokazanych na rys. 8-12. Prostokątny układ współrzędnych x, y, z wybierzemy tak,

aby oś z pokrywała się z osią reflektora, a początek układu leżał w jego wierzchołku. W tym układzie współrzędnych równanie paraboloidy obrotowej ma postać

$$x^2+y^2 = 4fz \tag{8-2}$$

przy czym $f = OF$ jest *długością ogniskowej*.

Drugim układem współrzędnych będzie układ cylindryczny ϱ, φ, z, przy czym ϱ i φ są współrzędnymi biegunowymi w płaszczyznach z = const. Równanie powierzchni reflektora w cylindrycznym układzie współrzędnych ma postać

$$\varrho^2 = 4fz \tag{8-3}$$

Do określenia charakterystyki promieniowania źródła oświetlającego użyjemy sferycznego układu współrzędnych r, ϑ, φ z początkiem w ognisku reflektora i osią biegunową zwróconą w kierunku ujemnych wartości z. Równanie powierzchni reflektora zapisane w tym układzie współrzędnych ma postać

$$r = \frac{2f}{1+\cos\vartheta} = f\sec^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \tag{8-4}$$

Wreszcie, przy opisie charakterystyki promieniowania reflektora będziemy się posługiwać sferycznym układem współrzędnych R, Θ, Φ z początkiem również w ognisku, ale z osią biegunową zwróconą w kierunku dodatnich wartości z.

Płaszczyzna apertury przecina oś z w punkcie z_0. Średnicę apertury oznaczymy przez d_a, a jej powierzchnię przez A. Kształt reflektora określa parametr $\tau = 4f/d_a$ lub *apertura kątowa* $2\vartheta_0$, tj. kąt, pod jakim widać aperturę z ogniska. Parametr τ przyjmuje wartość równą jedności, gdy ognisko leży w aperturze reflektora.

Między parametrem τ a aperturą kątową zachodzą następujące związki:

$$\sin\vartheta_0 = \frac{2\tau}{1+\tau^2} \tag{8-5a}$$

$$\operatorname{tg}\vartheta_0 = \frac{2\tau}{\tau^2-1} \tag{8-5b}$$

$$\operatorname{ctg}\frac{\vartheta_0}{2} = \tau \tag{8-5c}$$

Głębokość reflektora z_0, średnica apertury d i długość ogniskowej f są związane zależnością

$$z_0 = \frac{d_a^2}{16f} = \frac{d_a}{4\tau} \tag{8-6}$$

Przejdziemy teraz do określenia rozkładu prądów na powierzchni reflektora. Założymy przy tym, że reflektor znajduje się w obszarze promieniowania źródła oświetlającego i że charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego w obecności reflektora jest taka sama jak w swobodnej przestrzeni; oznaczmy ją przez $F(\vartheta, \varphi)$.

Założenie to jest słuszne, gdy odległość źródła oświetlającego od reflektora jest dostatecznie duża. Jeśli zysk energetyczny źródła oświetlającego jest równy G_0 i jeśli źródło promieniuje moc P_z, to natężenie pola elektrycznego fali padającej w punkcie $M(r, \vartheta, \varphi)$ na powierzchni reflektora wyraża się wzorem

$$E_p = \sqrt{\frac{\zeta_0 P_z G_0}{2\pi}} \frac{e^{-jkr}}{r} F(\vartheta, \varphi) I_p \tag{8-7}$$

przy czym wektor jednostkowy I_p określa polaryzację fali padającej[1]). Wobec przyjętego założenia, że reflektor znajduje się w obszarze promieniowania źródła oświetlającego, wektory pola magnetycznego i pola elektrycznego fali padającej są związane zależnością

$$H_p = \frac{1}{\zeta_0} (I_r \times E_p) \tag{8-8}$$

Zgodnie z metodą rozkładu prądu zakładamy, że powierzchniowa gęstość prądu na zacienionej części reflektora jest równa zeru, natomiast na części oświetlonej jest określona wzorem (2-90); mamy więc

$$K = \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi \zeta_0}} \frac{e^{-jkr}}{r} F(\vartheta, \varphi) [I_n \times (I_r \times I_p)] \tag{8-9}$$

przy czym I_n jest wektorem normalnym do powierzchni reflektora, skierowanym od reflektora.

Rozkład prądów na powierzchni reflektora przedstawiono schematycznie na rys. 8-13. Wektor gęstości prądu ma w ogólności wszystkie trzy składowe.

Rozkład prądów na powierzchni reflektora można również wyrazić przez natężenie pola odbitego; biorąc pod uwagę, że promień odbity jest równoległy do osi z, otrzymujemy

$$K = \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi \zeta_0}} \frac{e^{-jkr}}{r} F(\vartheta, \varphi) [I_n \times (I_z \times I_o)] \tag{8-10}$$

przy czym zgodnie z zależnością (2-89)

$$I_o = (I_n \cdot I_p) I_n - (I_n \times I_p) \times I_n \tag{8-11}$$

jest wektorem jednostkowym określającym polaryzację fali odbitej [porównaj wzór (2-89)].

Znając rozkład prądów na powierzchni reflektora możemy określić wytwarzane przezeń pole za pomocą wzoru (2-79a). Ponieważ interesuje nas tylko pole w obszarze promieniowania, możemy operator ∇' zastąpić przez jkI_R; wówczas

$$E = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \int_S [K - (K \cdot I_R) I_R] e^{jkr \cdot I_R} dS \tag{8-12}$$

[1]) Zakładamy, że pole źródła oświetlającego jest spolaryzowane liniowo, ale że wektor I_p jest funkcją ϑ i φ.

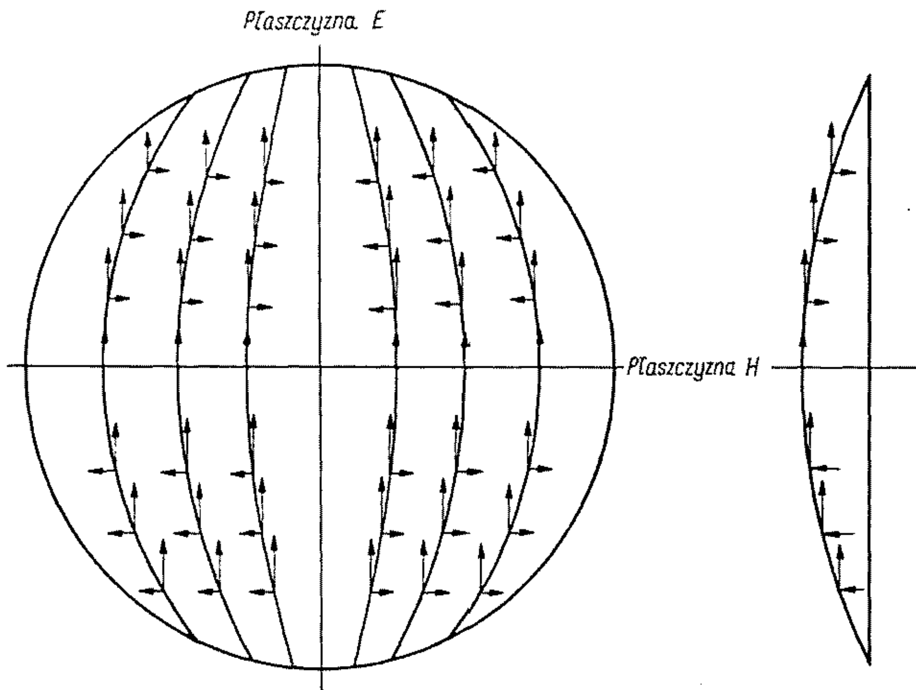
Z wyrażenia (8-12) wynika, jak należało tego oczekiwać, że pole reflektora w obszarze promieniowania nie ma składowej radialnej.

Podstawiając zależność (8-10) do wzoru (8-12) znajdujemy następujące zależności na składowe poprzeczne pola:

$$\left.\begin{matrix} E_\Theta \\ E_\Phi \end{matrix}\right\} = -\frac{j\omega\mu}{4\pi}\frac{e^{-jkR}}{R}\sqrt{\frac{2P_zG_0}{\pi\zeta_0}}\left\{\begin{matrix} 1_\Theta \cdot I \\ 1_\Phi \cdot I \end{matrix}\right. \tag{8-13}$$

przy czym

$$I = \int_0^{2\pi}\int_0^{\vartheta_0} \frac{F(\vartheta,\varphi)}{r}[1_n \times (1_z \times 1_o)]e^{-jk(r-r\cdot 1_R)}dS \tag{8-14}$$



Rys. 8-13. Rozkład prądów na powierzchni reflektora parabolicznego

Biorąc pod uwagę, że element powierzchni paraboloidy wyraża się wzorem

$$dS = r^2 \sin\vartheta \sec\frac{\vartheta}{2} d\vartheta d\varphi \tag{8-15}$$

oraz obliczając iloczyn skalarny wektorów r i 1_R

$$r \cdot 1_R = (1_x r\sin\vartheta\cos\varphi + 1_y r\sin\vartheta\sin\varphi - 1_z r\cos\vartheta) \times$$
$$\times (1_x \sin\Theta\cos\Phi + 1_y\sin\Theta\sin\Phi + 1_z\cos\Theta) = r[\sin\vartheta\sin\Theta\cos(\Phi-\varphi) - \cos\vartheta\cos\Theta] \tag{8-16}$$

a także podwójny iloczyn wektorowy wektorów 1_n, 1_z i 1_o

$$1_n \times (1_r \times 1_o) = 1_r(1_n \cdot 1_o) - 1_o(1_n \cdot 1_r) = 1_z(1_n \cdot 1_o) - 1_o\cos\frac{\vartheta}{2} \tag{8-17}$$

możemy składową poprzeczną I_t i składową wzdłużną I_z wektora I przedstawić w postaci:

$$I_t = -\int_0^{2\pi}\int_0^{\vartheta_0} \frac{F(\vartheta,\varphi)}{r} I_o \cos\frac{\vartheta}{2} e^{-jkr[1+\cos\vartheta\cos\Theta - \sin\vartheta\sin\Theta\cos(\Phi-\varphi)]} \times$$

$$\times r^2 \sin\vartheta \sec\frac{\vartheta}{2}\, d\vartheta\, d\varphi \tag{8-18a}$$

$$I_z = I_z \int_0^{2\pi}\int_0^{\vartheta_0} \frac{F(\vartheta,\varphi)}{r} (I_n \cdot I_o) \times e^{-jkr[1+\cos\vartheta\cos\Theta - \sin\vartheta\sin\Theta\cos(\Phi-\varphi)]} \times$$

$$\times r^2 \sin\vartheta \sec\frac{\vartheta}{2}\, d\vartheta\, d\varphi \tag{8-18b}$$

Składowa wzdłużna I_z nie bierze udziału w powstawaniu składowej E_Φ pola elektrycznego, ponieważ wektory I_Φ i I_z są zawsze wzajemnie prostopadłe. Ponadto ponieważ $I_z \cdot I_\Theta = \sin\Theta$, więc składowa wzdłużna nie ma wpływu na pole w kierunku $\Theta = 0$. Jest to zrozumiałe, bowiem element prądu jest równoważny dipolowi elektrycznemu, który nie promieniuje wzdłuż swojej osi. Wpływ składowej wzdłużnej przejawia się w sposób zauważalny tylko przy dużych odchyleniach od osi reflektora. W antenach, które aktualnie rozważamy, szerokość głównej wiązki promieniowania i przyległych listków bocznych jest na tyle mała, że przy ich obliczaniu można pominąć wpływ składowej wzdłużnej. Z tego samego względu możemy pominąć zmiany $\cos\Theta$ w wyrażeniu na składową poprzeczną wektora I, możemy więc przyjąć $r(1+\cos\vartheta\cos\Theta) \approx 2f$. Wprowadzając jeszcze nową zmienną całkowania $\varrho = r\sin\vartheta$ możemy wyrażenie (8-18a) zapisać w postaci

$$I_t \approx e^{-j2kf} \int_0^{d_a/2}\int_0^{2\pi} I_o \frac{F(\vartheta,\varphi)}{r} e^{jk\varrho\sin\Theta\cos(\Phi-\varphi)} \varrho\, d\varrho\, d\varphi \tag{8-19}$$

W dowolnym kierunku pole ma obie składowe E_Θ i E_Φ, przy czym na ogół nie są one współfazowe, tak że pole jest spolaryzowane eliptycznie. Jednakże, w płaszczyznach głównych $\Phi = 0$ i $\Phi = \pi/2$ pole jest spolaryzowane liniowo w kierunku określonym przez podstawową składową pola w aperturze. W płaszczyźnie E ($\Phi = 0$) znika składowa y wektora I_t, bowiem elementarne pola, pochodzące od składowych y prądów płynących w punktach rozmieszczonych na powierzchni reflektora symetrycznie względem płaszczyzny xz, są przesunięte w fazie o 180° i wzajemnie się znoszą. Pole w tej płaszczyźnie powstaje więc tylko pod wpływem składowych I_z i I_{tx}, a przeto ma tylko składową E_Θ. Podobnie w płaszczyźnie H ($\Phi = \pi/2$) pole ma tylko składową E_Φ, a zatem jest wszędzie normalne do płaszczyzny H i równoległe do podstawowej składowej pola w aperturze. Wyrażenia na pole w płasz-

czyznach głównych reflektora parabolicznego możemy więc przedstawić w postaci:
— dla płaszczyzny E:

$$\left.\begin{aligned} E_\Theta &= \frac{j\omega\mu}{4\pi}\,\frac{e^{-jk(R+2f)}}{R}\sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi\zeta_0}}\cos\Theta\int\limits_0^{d_a/2}\int\limits_0^{2\pi}\frac{F(\vartheta,\varphi)}{r}e^{jk\varrho\sin\Theta\cos\varphi}\varrho\,d\varrho\,d\varphi \\ E_\Phi &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{8-20a}$$

— dla płaszczyzny H:

$$E_\Theta = 0$$

$$E_\Phi = \frac{j\omega\mu}{4\pi}\,\frac{e^{-jk(R+2f)}}{R}\sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi\zeta_0}}\int\limits_0^{d_a/2}\int\limits_0^{2\pi}(I_o\cdot I_z)\frac{F(\vartheta,\varphi)}{r}e^{jk\varrho\sin\Theta\sin\varphi}\varrho\,d\varrho\,d\varphi \tag{8-20b}$$

Jeżeli wyrażenie $(I_o \cdot I_x)\dfrac{F(\vartheta,\varphi)}{r}$ potraktujemy jako funkcję rozkładu pola w aperturze, to wzór (8-20b) jest identyczny, z dokładnością do stałego mnożnika, ze wzorem (2-127) na charakterystykę promieniowania apertury kołowej.

Polaryzację pola w wiązce szpilkowej określa się zwykle względem osi x i y, a nie we współrzędnych sferycznych, jak to zrobiliśmy wyżej. Stosowanie współrzędnych prostokątnych prowadzi do pewnego błędu, bowiem pole jest prostopadłe do radialnego kierunku propagacji, a nie do osi z; jeżeli jednak główna wiązka promieniowania jest wąska,to błąd jest znikomo mały. Nowy sposób opisu ma tę korzyść, że składowa E_x jest związana wprost z podstawową składową pola w aperturze, natomiast składowa E_y ze składową ortogonalną. Wprowadzając kartezjański układ współrzędnych możemy rozłożyć polaryzacyjną charakterystykę promieniowania reflektora na dwie składowe: *podstawową* i *ortogonalną*.

Ze względu na symetrię, charakterystyka ortogonalna ma zera dla kierunków leżących w płaszczyznach głównych. W innych kierunkach warunek symetrii nie jest spełniony i składowa o polaryzacji ortogonalnej jest różna od zera. Charakterystyka promieniowania dla składowej o polaryzacji ortogonalnej ma więc maksima w czterech ćwiartkach między płaszczyznami głównymi. Szczegółowa analiza wykazuje, że charakterystyka ortogonalna ma cztery listki główne, których maksima leżą w płaszczyznach tworzących kąt 45° z płaszczyznami głównymi.

8.3.2. KIERUNKOWOŚĆ

Zgodnie z definicją kierunkowość anteny reflektorowej określimy jako stosunek maksymalnej gęstości promieniowania do średniej gęstości promieniowania. Ponieważ symetryczny reflektor paraboliczny promieniuje maksymalnie w kierunku osiowym, więc

$$D = 4\pi\frac{U(0,0)}{P_z} \tag{8-21}$$

przy czym P_z jest mocą promieniowaną przez źródło oświetlające, a maksymalna gęstość promieniowania wyraża się zależnością

$$U(0,0) = \frac{R^2|E(R,0,0)|^2}{2\zeta_0} \tag{8-22}$$

przy czym $E(R, 0, 0)$ — wektor natężenia pola elektrycznego na osi anteny w odległości R od ogniska.

Wektor natężenia pola elektrycznego na osi anteny możemy, korzystając z zależności (8-13) i (8-18a), wyrazić następującym wzorem:

$$E(R,0,0) = I_x \frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk(R+2f)}}{R} \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi\xi_0}}$$

$$\int_0^{\vartheta_0} \int_0^{2\pi} (I_o \cdot I_x) F(\vartheta, \varphi) r \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \tag{8-23}$$

Iloczyn skalarny wektorów I_o i I_x jest w ogólnym przypadku funkcją ϑ i φ ze względu na obecność składowej prądu o polaryzacji ortogonalnej. Na ogół jednak składowa ortogonalna jest na tyle mała, że możemy pominąć zmiany $I_o \cdot I_x$ na powierzchni apertury reflektora. Zakładając ponadto, że źródło oświetlające ma symetrię osiową (charakterystyka promieniowania źródła nie zależy od φ) oraz wprowadzając równanie paraboloidy (8-4), w miejsce (8-23) (po wykonaniu całkowania względem φ) otrzymujemy

$$E(R,0,0) = I_x j\omega\mu f \frac{e^{-jk(R+2f)}}{R} \sqrt{\frac{2P_z G_0}{\pi\zeta_0}} \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} \, d\vartheta \tag{8-24}$$

Podstawiając zależności (8-24) i (8-22) do wzoru (8-21) wyznaczamy kierunkowość anteny reflektorowej

$$D = \frac{16\pi^2 f^2 G_0}{\lambda^2} \left| \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} \, d\vartheta \right|^2 \tag{8-25}$$

Długość ogniskowa jest związana z aperturą kątową i średnicą reflektora następującą zależnością:

$$f = \frac{d_a}{4} \operatorname{ctg}\frac{\vartheta_0}{2} \tag{8-26}$$

Wstawiając zależność (8-26) do wzoru (8-25) otrzymujemy końcowe wyrażenie na kierunkowość anteny z reflektorem parabolicznym

$$D = \left(\frac{\pi d_a}{\lambda}\right)^2 G_0 \operatorname{ctg}^2\frac{\vartheta_0}{2} \left| \int_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} \, d\vartheta \right|^2 \tag{8-27}$$

Czynnik $(\pi d_a/\lambda)^2$ jest kierunkowością równomiernie oświetlonej współfazowej apertury o średnicy d_a; pozostała część prawej strony wyrażenia (8-27) jest więc współczynnikiem wykorzystania apertury

$$\nu = G_0 \mathrm{ctg}^2 \frac{\vartheta_0}{2} \left| \int\limits_0^{\vartheta_0} F(\vartheta) \mathrm{tg} \frac{\vartheta}{2} \, d\vartheta \right|^2 \tag{8-28}$$

Z wyrażenia (8-28) wynika, że współczynnik wykorzystania apertury zależy tylko od charakterystyki promieniowania źródła oświetlającego i apertury kątowej reflektora, tzn. że przy ustalonym źródle oświetlającym współczynnik wykorzystania apertury jest taki sam dla wszystkich paraboloid mających taki sam stosunek f/d_a.

Często rzeczywistą charakterystykę promieniowania źródła oświetlającego zastępujemy łatwą do scałkowania charakterystyką przybliżoną, na przykład charakterystyką określoną w następujący sposób:

$$F(\vartheta) = \begin{cases} \cos^n \vartheta & \text{dla} \quad 0 \leqslant \vartheta \leqslant \dfrac{\pi}{2} \\ 0 & \text{dla} \quad \vartheta \geqslant \dfrac{\pi}{2} \end{cases} \tag{8-29}$$

Zysk energetyczny anteny o charakterystyce określonej przez zależność (8-29) wyraża się wzorem

$$G_0^{(n)} = 2(2n+1) \tag{8-30}$$

Podstawiając zależności (8-30) i (8-29) do wyrażenia (8-28) otrzymujemy

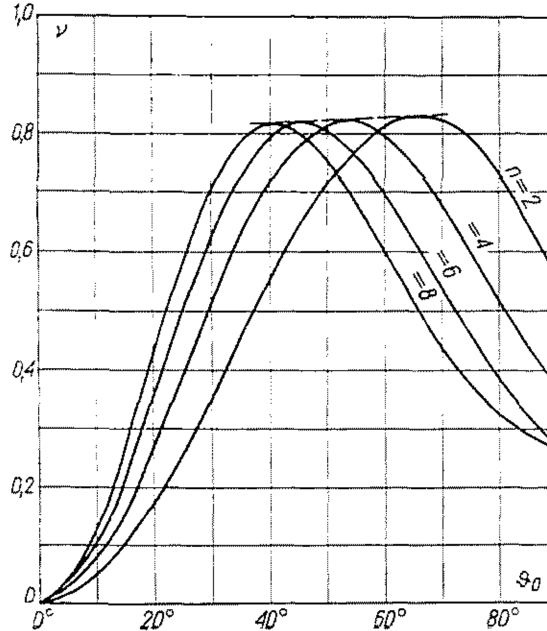
$$\nu_n = 2(2n+1) \left[\mathrm{ctg} \frac{\vartheta_0}{2} \int\limits_0^{\vartheta_0} \cos^n \vartheta \, \mathrm{tg} \frac{\vartheta}{2} \, d\vartheta \right]^2 \tag{8-31}$$

Całkę w zależności (8-31) można obliczyć dla określonego n; na przykład dla $n = 2$ otrzymujemy

$$\nu_2 = 40 \left(\sin^4 \frac{\vartheta_0}{2} + \ln \cos \frac{\vartheta_0}{2} \right)^2 \mathrm{ctg}^2 \frac{\vartheta_0}{2}$$

Na rysunku 8-14 pokazano zależność współczynnika wykorzystania apertury od charakterystyki promieniowania źródła oświetlającego i rozmiarów apertury kątowej reflektora dla kilku wartości n [45]. Jak wynika z przedstawionych wykresów, dla każdej charakterystyki promieniowania źródła oświetlającego istnieje optymalna apertura kątowa, przy której kierunkowość anteny osiąga maksimum. Występowanie tego maksimum znajduje prostą interpretację fizyczną. Kierunkowość anteny reflektorowej jest bowiem iloczynem dwóch czynników: 1) współczynnika określającego, jaka część energii promieniowanej przez źródło oświetlające pada na reflektor i 2) sprawności, z jaką reflektor koncentruje padającą nań energię w kierunku osiowym. Przy ustalonej charakterystyce promieniowania źródła oświetlającego pierwszy czynnik wzrasta oczywiście ze wzrostem apertury kątowej reflektora.

Natomiast drugi czynnik maleje ze wzrostem ϑ_0, jako że temu wzrostowi towarzyszy malejące ku brzegom oświetlenie reflektora. Optymalny rozmiar apertury jest więc kompromisem między ilością energii przechwytywanej przez reflektor a równomiernością jego oświetlenia.



Rys. 8-14. Zależność współczynnika wykorzystania apertury od charakterystyki promieniowania źródła oświetlającego i rozmiarów apertury kątowej reflektora (według S. Silver: Microwave Antenna Theory and Design, McGraw-Hill, New York 1949; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

8.3.3. ROZKŁAD POLA W OTOCZENIU OGNISKA

W poprzednim punkcie rozważaliśmy właściwości anteny reflektorowej, traktując ją jako antenę nadawczą. Wiele ciekawych informacji można uzyskać rozpatrując działanie reflektora parabolicznego jako anteny odbiorczej. Niech na symetryczny reflektor paraboliczny o rozmiarach skończonych, ale dużych w stosunku do długości fali, pada jednorodna fala płaska rozchodząca się wzdłuż osi reflektora (rys. 8-15). Chcemy określić rozkład pola w otoczeniu ogniska [70, 133]. Podobnie jak poprzednio posłużymy się w tym celu metodą rozkładu prądu, zakładając, że gęstość powierzchniowa prądu na oświetlonej stronie reflektora jest określona wzorem (2-90) oraz że na zacienionej stronie reflektora prądy nie płyną. Mamy więc

$$K = 2(1_n \times H_p) = \frac{2}{\zeta_0}[1_n \times (1_z \times E_p)] \qquad (8\text{-}32)$$

Bez zmniejszenia ogólności rozważań możemy ograniczyć się do przypadku fali padającej spolaryzowanej liniowo, której równanie zapiszemy w postaci

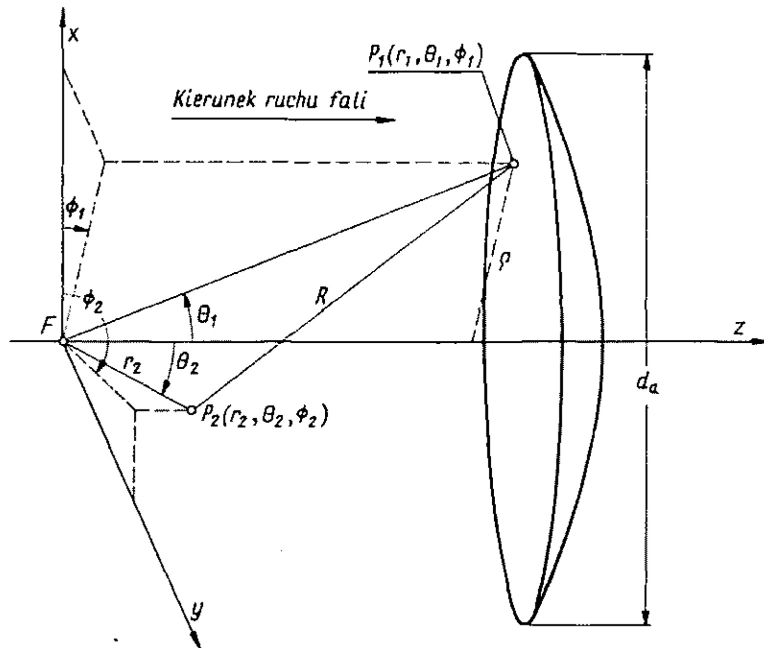
$$E_p = 1_x E_p e^{-jk(z-f)} \qquad (8\text{-}33)$$

Każdy element powierzchni reflektora dS możemy uważać za elementarny dipol elektryczny o momencie

$$dp = \frac{1}{j\omega} K dS \tag{8-34}$$

wytwarzający w punkcie $P_2(r_2, \Theta_2, \Phi_2)$ w pobliżu ogniska elementarne pole dane zależnością

$$dE = \frac{-\pi}{\varepsilon_0 R \lambda^2} [dp - (I_R \cdot dp) I_R] e^{-jkR} dS \tag{8-35}$$



Rys. 8-15. Układy współrzędnych do analizy rozkładu pola w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego

przy czym R jest odległością od elementu powierzchni reflektora do punktu P_1, wyrażającą się zależnością

$$R = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\gamma} \tag{8-36}$$

przy czym:

$\cos\gamma = \sin\Theta_1 \sin\Theta_2 \cos(\Phi_1 - \Phi_2) + \cos\Theta_1 \cos\Theta_2$;

r_1, Θ_1, Φ_1 — współrzędne środka elementu powierzchni dS.

Ograniczając nasze zainteresowanie do bezpośredniego otoczenia ogniska ($r_2 \ll r_1$) możemy przyjąć $I_R \approx I_{r1}$ oraz $R \approx r_1$ wszędzie z wyjątkiem członu eksponencjalnego; korzystając z tych uproszczeń i podstawiając zależności (8-32), (8-33) i (8-34) do zależności (8-35) otrzymujemy

$$dE = \frac{jE_p}{r_1 \lambda} \{(I_n \times I_y) - [I_{r1} \cdot (I_n \times I_y)] I_{r1}\} e^{-jk(R+z-f)} dS \tag{8-37}$$

Rozważmy teraz argument członu eksponencjalnego. Rozwijając R w szereg potęgowy otrzymujemy następujące wyrażenie:

$$-jk(R+z-f) = -jk\left[f-r_2\cos\Theta_2+2r_2\cos\Theta_2\sin^2\frac{\Theta_1}{2}+\right.$$

$$\left.-r_2\sin\Theta_1\sin\Theta_2\cos(\Phi_1-\Phi_2)+\frac{r_2^2}{2r_1}-\frac{r_2^2}{2r_1}\cos^2\gamma+\ldots\right] \quad (8\text{-}38)$$

Zachowując w rozwinięciu tylko człony zawierające r_2 w pierwszej potędze wprowadzamy błąd, którego rząd wartości określają człony zawierające r_2 w drugiej potędze

$$\delta = \frac{kr_2^2}{2r_1}\sin^2\gamma \quad (8\text{-}39)$$

Wartość maksymalną błąd δ osiąga na krawędzi reflektora

$$\delta_{max} = \frac{16\pi}{d_a\lambda}\left(\frac{\tau}{1+\tau^2}\right)^3 r_2^2 \quad (8\text{-}40)$$

Dopuszczając maksymalną wartość błędu $\delta_{max} = \pi/8$ możemy wyznaczyć z zależności (8-40) maksymalną wartość r_2, dla której będą jeszcze słuszne wyniki prowadzonej analizy

$$\frac{r_{2max}}{\lambda} = \frac{1}{8}\sqrt{\frac{d_a}{2\lambda}\left(\frac{1+\tau^2}{\tau}\right)^3} \quad (8\text{-}41)$$

Z zależności (8-41) wynika, że obszar stosowalności analizy wzrasta ze wzrostem średnicy apertury reflektora mierzonej w długościach fali i ze wzrostem długości ogniskowej.

Dla skrócenia zapisu i uogólnienia rezultatów analizy wprowadzimy unormowane odległości punktu P_2:
od osi z

$$u = \frac{2}{\tau}kr_2\sin\Theta_2 \quad (8\text{-}42a)$$

od ogniska wzdłuż osi z

$$u' = \frac{1}{\tau^2}kr_2\cos\Theta_2 \quad (8\text{-}42b)$$

oraz pomocniczą funkcję w

$$w = \frac{1+\cos\Theta_1}{2} = \frac{\tau^2}{\tau^2+\varrho'^2} \quad (8\text{-}43)$$

przy czym: $\varrho' = 2\varrho/d_a$; ϱ — odległość punktu P_1 od osi z.

Argument funkcji eksponencjalnej możemy teraz przedstawić w następującej postaci:

$$-jk(R+z-f) \approx -j[kR_0+2u'w\varrho'^2-uw\varrho'\cos(\Phi_1-\Phi_2)] \quad (8\text{-}44)$$

przy czym R_0 — odległość od wierzchołka reflektora do punktu P_2.

Biorąc pod uwagę, że jednostkowy wektor normalny do powierzchni reflektora parabolicznego wyraża się zależnością

$$1_n = -1_x \sin\frac{\Theta_1}{2}\cos\Phi_1 - 1_y \sin\frac{\Theta_1}{2}\sin\Phi_1 - 1_z\cos\frac{\Theta_1}{2} \tag{8-45}$$

wyrażenie w nawiasie klamrowym w zależności (8-37) możemy przedstawić w postaci

$$(1_n\times 1_y)-[1_{r1}\cdot(1_n\times 1_y)]1_{r1} = \cos\frac{\Theta_1}{2}\left[1_x\cos^2\frac{\Theta_1}{2}-\sin^2\frac{\Theta_1}{2}\cos 2\Phi_1 + \right.$$

$$\left. -1_y\sin^2\frac{\Theta_1}{2}\sin 2\Phi_1 - 1_z\sin\Theta_1\cos\Phi_1\right] = \cos\frac{\Theta_1}{2}\left[1_x\left(w-\frac{w\varrho'^2}{\tau}\cos 2\Phi_1\right)+\right.$$

$$\left. -1_y\frac{w\varrho'^2}{\tau}\sin 2\Phi_1 - 1_z\frac{2w}{\tau}\cos\Phi_1\right] \tag{8-46}$$

Podstawiając zależności (8-44) i (8-46) do wzoru (8-37) oraz uwzględniając, że $r_1 = f/w$ i $dS = \frac{d_a^2}{4}\sec\frac{\Theta_1}{2}\varrho' d\varrho' d\Phi_1$ otrzymujemy następujące wyrażenia na składowe pola elektrycznego wytwarzane w punkcie P_2 przez dipol elementarny znajdujący się w punkcie P_1:

$$\left.\begin{aligned} dE_x &= \frac{jd_aE_p}{\lambda\tau}e^{-jkR_0}\left(w^2 - w^2\frac{\varrho'^2}{\tau^2}\cos 2\Phi_1\right)e^{-jw[2u'\varrho'^2 - u\varrho'\cos(\Phi_1-\Phi_2)]}\varrho' d\varrho' d\Phi_1 \\ dE_y &= \frac{-jd_aE_p}{\lambda\tau}e^{-jkR_0}\frac{w^2}{\tau^2}\sin 2\Phi_1 e^{-jw[2u'\varrho'^2 - u\varrho'\cos(\Phi_1-\Phi_2)]}\varrho'^3 d\varrho' d\Phi_1 \\ dE_z &= \frac{-jd_aE_p}{\lambda\tau}e^{-jkR_0}\frac{2w^2}{\tau}\cos\Phi_1 e^{-jw[2u'\varrho'^2 - u\varrho'\cos(\Phi_1-\Phi_2)]}\varrho'^2 d\varrho' d\Phi_1 \end{aligned}\right\} \tag{8-47}$$

Całkując wyrażenie (8-47) po całej powierzchni reflektora otrzymujemy wyrażenia na pole elektryczne w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego. Całkowanie względem Φ_1 można wykonać rozwijając funkcję eksponencjalną w szereg Fouriera-Bessela

$$e^{jwu\varrho'^2\cos(\Phi_1-\Phi_2)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty}(j)^n J_n(wu\varrho')e^{jn(\Phi_1-\Phi_2)} \tag{8-48}$$

Po scałkowaniu względem Φ_1 otrzymujemy:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= \frac{j2\pi d_aE_p}{\lambda\tau}(I_1 + I_2\cos 2\Phi_2)e^{-jkR_0} \\ E_y &= \frac{j2\pi d_aE_p}{\lambda\tau}I_2\sin 2\Phi_2 e^{-jkR_0} \\ E_z &= \frac{2\pi d_aE_p}{\lambda\tau}I_3\cos\Phi_2 e^{-jkR_0} \end{aligned}\right\} \tag{8-49}$$

przy czym:

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= \int_0^1 w^2 J_0(wu\varrho')e^{-j2wu'\varrho'^2}\varrho' d\varrho' \\ I_2 &= \frac{1}{\tau^2}\int_0^1 w^2 J_2(wu\varrho')e^{-j2wu'\varrho'^2}\varrho'^3 d\varrho' \\ I_3 &= \frac{2}{\tau}\int_0^1 w^2 J_1(wu\varrho')e^{-j2wu'\varrho'^2}\varrho'^2 d\varrho' \end{aligned}\right\} \tag{8-50}$$

W ogólny przypadku nie można wykonać całkowania względem ϱ'. Jeślim jednak ogniskowa reflektora jest dostatecznie długa ($\tau > 4$), to możliwe są dalsze uproszczenia. Minimalna wartość funkcji pomocniczej w dla $\tau = 4$ wynosi 0,94, można więc przyjąć w przybliżeniu $w = 1$, a ponadto można pominąć I_2 względem I_1 i I_3. Całkowanie względem ϱ' można teraz wykonać efektywnie. W szczególności w płaszczyźnie ogniskowej ($u' = 0$) otrzymujemy znane w optyce rezultaty:

$$\left.\begin{aligned} E_x &\approx \frac{j2\pi d_a E_p}{\lambda\tau}\frac{J_1(u)}{u}e^{-jkR_0} \\ E_y &\approx 0 \\ E_z &\approx \frac{4\pi d_a E_p}{\lambda\tau^2}\frac{J_2(u)}{u}\cos\Phi_2 e^{-jkR_0} \end{aligned}\right\} \tag{8-51}$$

Zauważmy, że rozkład pola w płaszczyźnie ogniskowej jest określony tą samą funkcją co charakterystyka promieniowania równomiernie oświetlonej apertury kołowej [porównaj wzór (2-132)]. Rozkład pola w płaszczyźnie ogniskowej reflektora o długiej ogniskowej można więc uważać za transformatę Fouriera rozkładu pola w aperturze.

Całkę określającą rozkład pola wzdłuż osi z można obliczyć dla dowolnej długości ogniskowej reflektora; po wykonaniu całkowania otrzymujemy

$$E_x = \frac{j\pi d_a w_0 E_p}{\lambda\tau}\frac{\sin(w_0 u')}{w_0 u'}e^{-j(kR_0 + w_0 u')} \tag{8-52}$$

przy czym

$$w_0 = \frac{\tau^2}{1+\tau^2}$$

Podstawiając w zależności (8-52) $u' = 0$ otrzymujemy wyrażenie na pole w ognisku reflektora

$$E_0 = \frac{j\pi d_a w_0 E_p}{\lambda\tau}e^{-jkf} \tag{8-53}$$

Pole w ognisku jest więc proporcjonalne do średnicy reflektora mierzonej w długościach fali i odwrotnie proporcjonalne do parametru τ.

Rozkład pola elektrycznego w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego o krótkiej ogniskowej ($\tau < 4$) różni się zasadniczo od rozkładu obserwowanego w optyce. Ponieważ miejsca zerowe składowych E_x i E_y nie pokrywają się, więc znikają pierścienie dyfrakcyjne odpowiadające miejscom zerowym funkcji $J_1(u)$. Pole spada do zera jedynie w pewnych punktach leżących na osiach x i y.

Obecność składowej E_y powoduje, że wektory pola elektrycznego w płaszczyźnie ogniskowej nie są równoległe do płaszczyzny polaryzacji fali padającej, przy tym odchylenia od równoległości są tym większe, im krótsza jest ogniskowa reflektora. Na rys. 8-16 przedstawiono schematycznie obraz pola w płaszczyźnie ogniskowej dla reflektora parabolicznego z ogniskiem w aperturze ($\tau = 1$) oraz dla reflektora o długiej ogniskowej ($\tau = 4$). Położenie strzałek na rysunku odpowiada kierunkom wektora pola elektrycznego w punktach odpowiadających środkom strzałek. Dla reflektora o długiej ogniskowej obraz pola w płaszczyźnie ogniskowej jest zbliżony do obrazu wynikającego ze wzorów przybliżonych dla $\tau \gg 1$. Z wyjątkiem niewielkich obszarów w otoczeniu minimów, kierunek pola jest zgodny z kierunkiem polaryzacji fali padającej. W miarę zmniejszania stosunku długości ogniskowej do średnicy reflektora obraz pola w płaszczyźnie ogniskowej komplikuje się; składowa prostopadła do płaszczyzny polaryzacji przyjmuje znaczne wartości również w większej odległości od minimów. Ponadto krzywe wyznaczające położenie minimów ($E_x = 0$) wyraźnie odbiegają od kół.

Określając w podobny sposób rozkład pola magnetycznego w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego możemy następnie wyznaczyć składowe wektora Poyntinga:

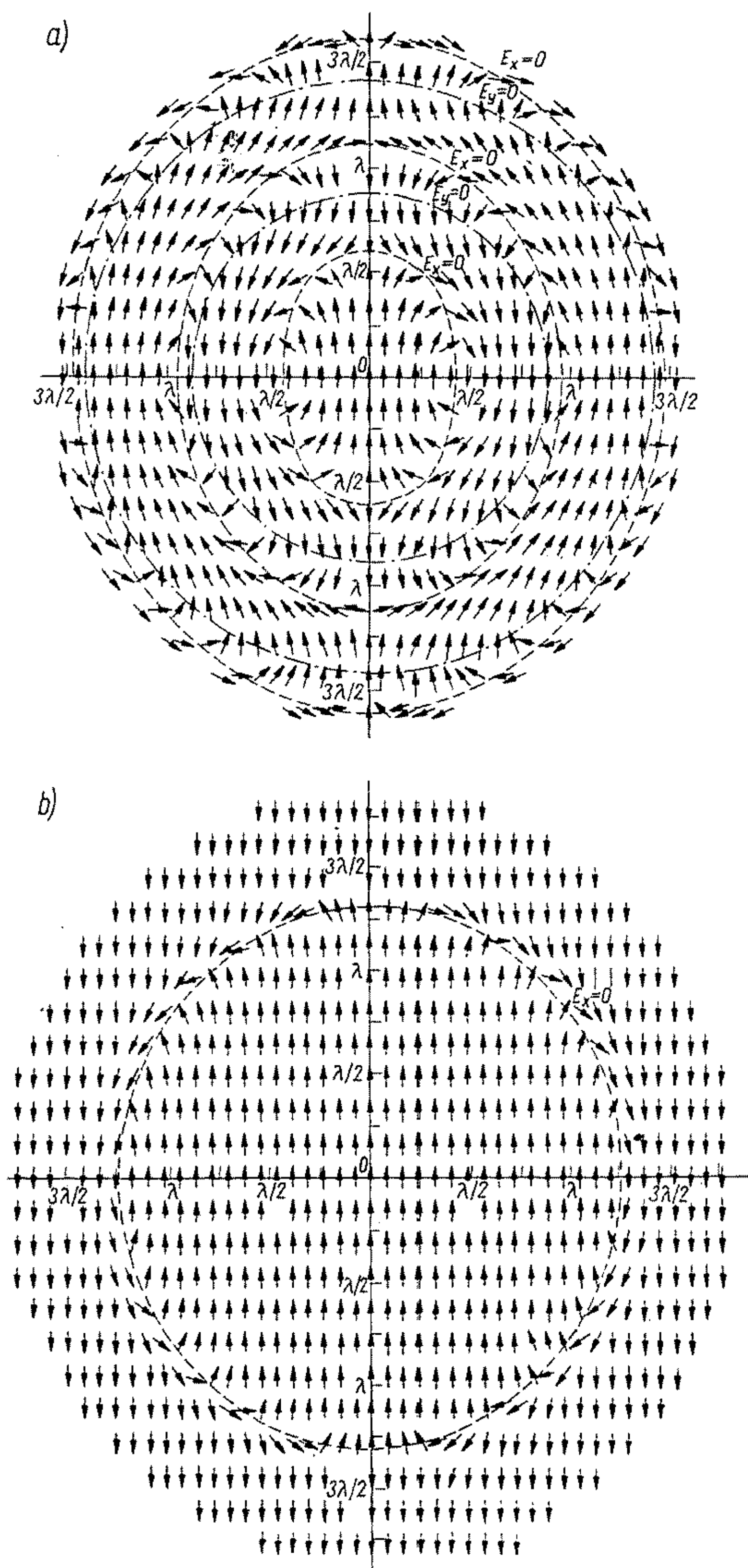
$$\left.\begin{aligned} S_z &= \frac{-\pi d_a^2 E_p^2}{60\lambda^2\tau^2}(|I_1|^2-|I_2|^2) \\ S_\varrho &= \frac{\pi d_a^2 E_p^2}{60\lambda^2\tau^2}[(I_1'-I_2')I_3''-(I_1''-I_2'')I_3'] \end{aligned}\right\} \qquad (8\text{-}54)$$

przy czym:

S_ϱ — składowa promieniowa w cylindrycznym układzie współrzędnych;

$$I_1 = I_1'+jI_1''; \quad I_2 = I_2'+jI_2''; \quad I_3 = I_3'+jI_3''.$$

Warto zauważyć, że aczkolwiek rozkłady pola elektrycznego i magnetycznego nie wykazują symetrii osiowej, to przepływ mocy jest symetryczny względem osi reflektora. W płaszczyźnie ogniskowej całki I_1 i I_2 są rzeczywiste, a więc znika składowa radialna wektora Poyntinga. Oznacza to, że w płaszczyźnie ogniskowej strumień mocy jest równoległy do osi reflektora. Analizując rozkład pola w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego stwierdzamy, że w przypadku reflektora o krótkiej ogniskowej występują obszary, w których moduł I_2 jest większy od modułu I_1. Oznacza to, że składowa S_z wektora Poyntinga zmienia kierunek, czyli że przepływ



Rys. 8-16. Obraz pola elektrycznego w płaszczyźnie ogniskowej reflektora parabolicznego: a) $\tau = 1$; b) $\tau = 4$

mocy w tych obszarach odbywa się w kierunku przeciwnym względem kierunku ruchu fali odbitej od reflektora. W punktach, w których moduły I_1 i I_2 są równe, znika składowa S_z i przepływ mocy odbywa się tylko w kierunku radialnym.

Określimy teraz moc przepływającą przez koło o promieniu ϱ prostopadłe do osi z. Całkując składową S_z wektora Poyntinga otrzymujemy

$$P = \int_0^{\varrho}\int_0^{2\pi} S_z \varrho \, d\varrho \, d\Phi = \frac{\pi^2 d_a E_p^2}{30\lambda^2 \tau^2}\int_0^{\varrho}(|I_1|^2 - |I_2|^2)\varrho \, d\varrho \tag{8-55}$$

Wprowadzając zamiast ϱ promień unormowany

$$u = \frac{2k\varrho}{\tau} \tag{8-56}$$

wzór (8-55) możemy sprowadzić do postaci

$$\frac{P}{P_p} = 2\int_0^{u}(|I_1|^2 - |I_2|^2)u \, du \tag{8-57}$$

przy czym $P_p = d_a^2 E_p^2/960$ — moc fali padającej na reflektor.

Wyrażenie (8-57) określa, jaka część fali padającej na reflektor wydzieli się w doskonałym absorberze o promieniu ϱ umieszczonym prostopadle do osi z. Wykres zależności (8-57) przedstawiono na rys. 8-17.

Jeśli $\tau > 4$, to można pominąć I_2, a I_1 zastąpić funkcją $J_1(u)/u$; otrzymujemy wówczas

$$\frac{P}{P_p} = 2\int_0^{u}\frac{J_1^2(u)}{u}\,du = 1 - J_0^2(u) - J_1^2(u) \tag{8-58}$$

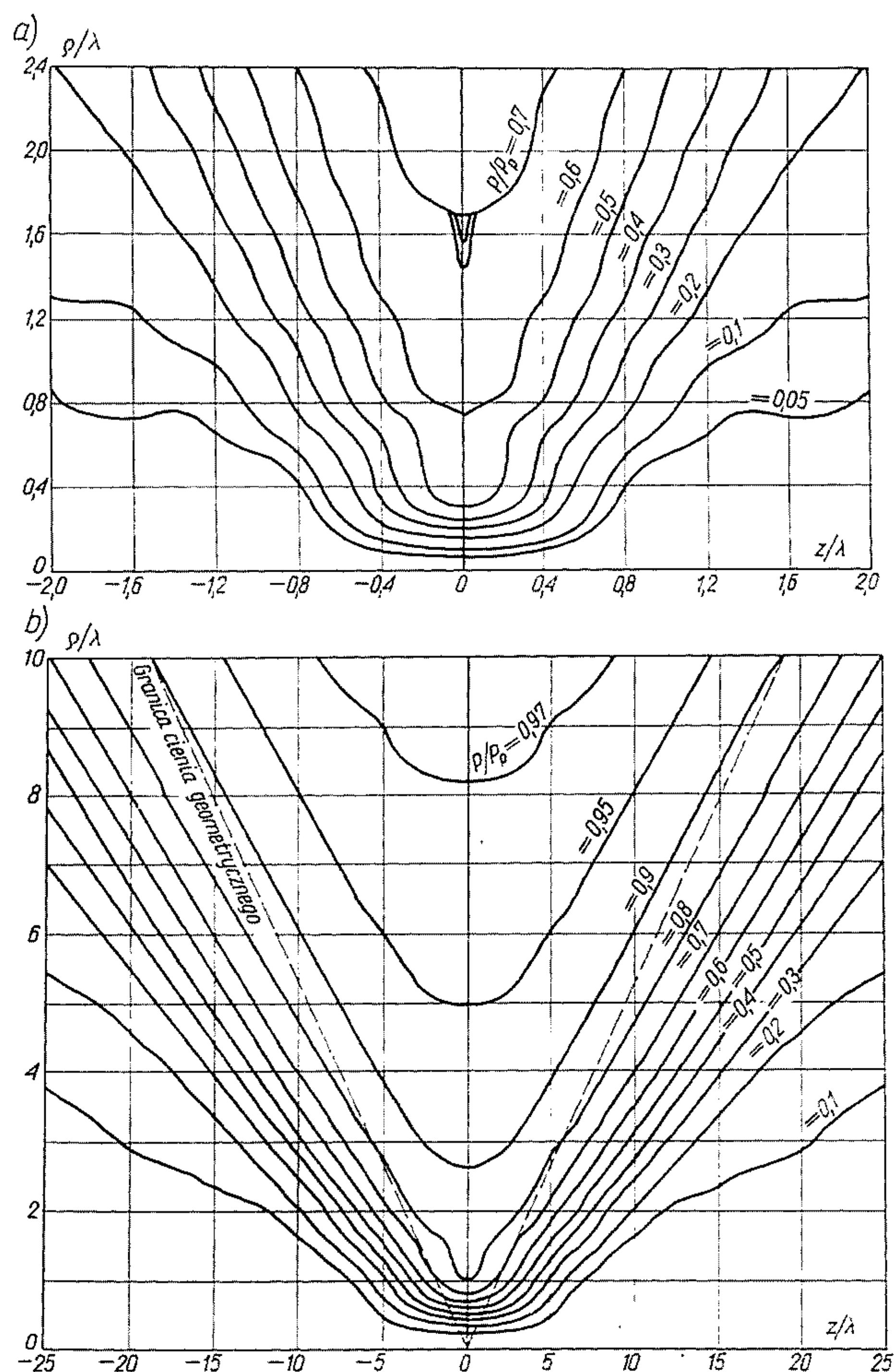
Uzyskane informacje o rozkładzie pola w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego mogą być wykorzystane do optymalizacji źródła oświetlającego.

Jeśli w płaszczyźnie ogniskowej reflektora parabolicznego umieścimy źródło oświetlające, w którego aperturze (w przypadku nadawczym) występuje pole $\boldsymbol{E}_w$, $\boldsymbol{H}_w$, to zgodnie z [77] współczynnik przenoszenia mocy od reflektora do źródła oświetlającego, który oczywiście jest równy współczynnikowi wykorzystania apertury, wyraża się zależnością

$$\nu = \frac{\left|\int_0^{d_0/2}\int_0^{2\pi}[\boldsymbol{I}_z, \boldsymbol{E}_w, \boldsymbol{H}]\varrho \, d\varrho \, d\Phi\right|^2}{\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}[\boldsymbol{I}_z, \boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}^*]\varrho \, d\varrho \, d\Phi \int_0^{d_0/2}\int_0^{2\pi}[\boldsymbol{I}_z, \boldsymbol{E}_w, \boldsymbol{H}_w^*]\varrho \, d\varrho \, d\Phi} \tag{8-59}$$

w której d_0— średnica apertury źródła oświetlającego.

Jak wynika z zależności (8-59), współczynnik wykorzystania apertury osiąga wartość równą jedności tylko wówczas, gdy:



Rys. 8-17. Moc przepływająca przez koło o promieniu ϱ leżące w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny ogniskowej reflektora parabolicznego: a) $\tau = 1$; b) $\tau = 4$

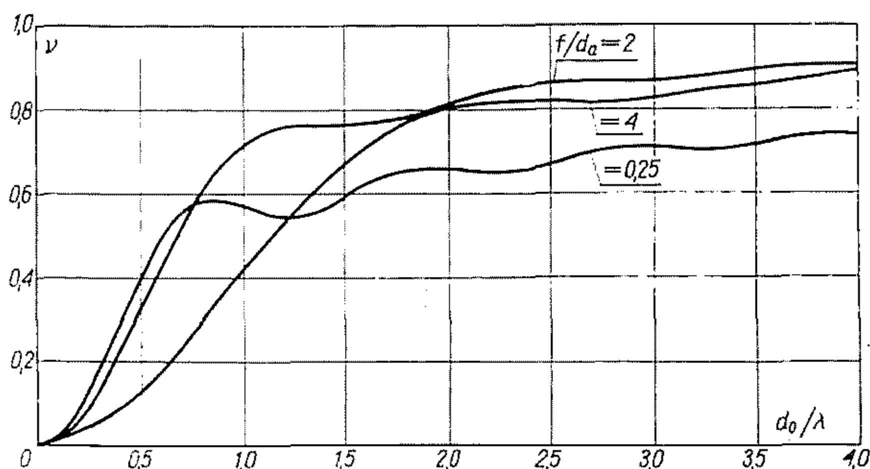
— pole w aperturze źródła oświetlającego jest sprzężone z polem w płaszczyźnie ogniskowej reflektora,

— średnica apertury źródła oświetlającego jest nieskończenie wielka.

Źródło oświetlające spełniające pierwszy warunek będziemy nazywali *źródłem dopasowanym.* Zbadajmy, jak wpływa średnica apertury dopasowanego źródła oświetlającego na współczynnik wykorzystania apertury reflektora. Korzystając z zależności (8-49) i (8-59) otrzymamy następujące wyrażenie:

$$\nu = \frac{128\pi^2}{\lambda^2 \tau^2} \int_0^{d_0/2} (I_1^2 - I_2^2)\varrho \, d\varrho \tag{8-60}$$

z którego wynika, że wartość współczynnika wykorzystania apertury przy ustalonej wartości stosunku f/d_a zależy tylko od średnicy źródła oświetlającego. Na rys. 8-18



Rys. 8-18. Przebieg współczynnika wykorzystania apertury dla dopasowanego źródła oświetlającego

przedstawiono tę zależność dla trzech wartości stosunku f/d_a. Wartość współczynnika ν odpowiadająca pierwszemu maksimum jest maksymalną wartością współczynnika wykorzystania apertury, jaką można uzyskać przy użyciu źródła oświetlającego z współfazowym rozkładem pola w aperturze. Wartość ta wynosi 0,58 dla reflektora, którego ognisko leży w płaszczyźnie apertury, i zwiększa się do wartości 0,84, gdy stosunek f/d_a wzrasta nieograniczenie.

Jeśli jako źródła oświetlającego używa się tuby stożkowej pobudzanej modem podstawowym, to średnica jej apertury powinna być w przybliżeniu równa wartości, przy której współczynnik wykorzystania apertury dla źródła dopasowanego osiąga pierwsze maksimum. W celu uzyskania współczynnika wykorzystania apertury większego od wartości pierwszego maksimum należy odpowiednio ukształtować pole w aperturze źródła oświetlającego. Można to uzyskać na przykład przez pobudzenie tuby stożkowej dwoma lub więcej modami bądź przez otoczenie tuby kilkoma współosiowymi pierścieniami i odpowiednie sfazowanie pól w poszczególnych aperturach [97, 115, 119].

8.4. DWUREFLEKTOROWE UKŁADY ANTENOWE

Poważnym mankamentem reflektora parabolicznego ze źródłem oświetlającym w ognisku jest trudność umieszczenia małoszumiącego odbiornika w ognisku reflektora. Konieczność stosowania długich torów zasilających wiąże się z wprowadzeniem dodatkowych strat, a więc ze wzrostem szumów. Niedogodność tę można usunąć stosując dwureflektorowe układy antenowe.

Z zależności (8-49) wynika, że pomijając czynnik e^{-jkR_0}, rozkład pola w płaszczyźnie ogniskowej zależy tylko od stosunku długości ogniskowej do średnicy reflektora. Podobny rozkład pola uzyskuje się w płaszczyźnie ogniskowej reflektora hiperbolicznego lub eliptycznego oświetlonego przez źródło fali kulistej umieszczone w drugim ognisku. Opierając się na powyższej właściwości można użyć pomocniczego reflektora o małej średnicy w celu lepszego oświetlenia reflektora głównego o dużej średnicy [167]. Kształt i rozmiary reflektora pomocniczego zależą od jego położenia i od charakteru źródła oświetlającego.

Fala odbita od reflektora parabolicznego zachowuje się początkowo jak wklęsła fala kulista ze środkiem krzywizny w ognisku reflektora. W miarę zbliżania się do ogniska kształt powierzchni falowej ulega jednak zmianie. W płaszczyźnie ogniskowej powierzchnia falowa jest w przybliżeniu płaska, a w miarę oddalania się od ogniska przyjmuje kształt powierzchni kulistej ze środkiem w ognisku. Odległość od ogniska, począwszy od której falę odbitą można traktować jako falę kulistą (wklęsłą lub wypukłą), wyznaczymy w drodze następującego rozumowania. Rozpatrzmy koło o promieniu ϱ leżące w płaszczyźnie ogniskowej reflektora i potraktujmy je jako źródło fali elektromagnetycznej. Strefa promieniowania dla tego źródła rozpoczyna się od odległości $8\varrho^2/\lambda$. Jest to zarazem minimalna odległość, począwszy od której falę można traktować jako falę kulistą ze środkiem fazowym w ognisku. Korzystając z pojęcia unormowanego promienia wyrażonego zależnością (8-56) wyrażenie na tę odległość możemy napisać w postaci

$$z_{min} = \frac{u^2}{2\pi^2\tau^2}\lambda \tag{8-61}$$

Wartość u można przyjąć dowolnie; określa ona, jaką część mocy fali padającej stanowi moc fali kulistej. Dla odległości od ogniska większych od z_{min} można stosować przybliżenie optyki geometrycznej. Należy podkreślić, że odległość z_{min} jest wprost proporcjonalna do długości fali. W optyce można więc stosować prawa optyki geometrycznej już przy odległościach od ogniska większych od kilkudziesięciu milimetrów. Inaczej przedstawia się sprawa w zakresie mikrofal, w którym odległość z_{min} przyjmuje znaczne wartości. Fakt ten jest czasem nie dostrzegany przez konstruktorów anten. W tabl. 8-1 podano wartości z_{min} dla reflektorów o różnych stosunkach f/d_a. Wartość u dobrano tak, aby moc przechodząca przez koło o promieniu u leżące w płaszczyźnie ogniskowej wynosiła 84 i 90% mocy fali padającej. W tablicy podano również średnicę reflektora pomocniczego w postaci współognis-

Tablica 8-1

Minimalna odległość od ogniska reflektora parabolicznego, w której można stosować prawa optyki geometrycznej oraz stosunek średnicy reflektora pomocniczego do średnicy reflektora głównego jako funkcje stosunku długości ogniskowej do średnicy reflektora głównego

$f/2d_a$	$P/P_p = 0{,}84$					$P/P_p = 0{,}90$				
	u	$z\,min/\lambda$	$2d/2d_a$			u	$z\,min/\lambda$	$2d/2d_a$		
			$2d_a/\lambda = 300$	$2d_a/\lambda = 400$	$2d_a/\lambda = 500$			$2d_a/\lambda = 300$	$2d_a/\lambda = 400$	$2d_a/\lambda = 500$
0,30	24,6	44,1	0,49	0,37	0,29					
0,35	13,7	18,6	0,18	0,13	0,11	26,5	69,6	0,67	0,49	0,41
0,40	11,2	16,2	0,14	0,10	0,082	19,2	47,7	0,41	0,29	0,24
0,45	8,0	10,5	0,078	0,059	0,047	15,1	37,4	0,28	0,21	0,17
0,50	7,15	10,4	0,068	0,051	0,041	13,0	34,4	0,23	0,17	0,14
1,00	5,15	21,4	0,072	0,054	0,043	8,0	51,7	0,17	0,13	0,10

kowej paraboloidy o takim samym stosunku f/d_a jak dla reflektora głównego i o długości ogniskowej równej z_{min}.

Kształt reflektora pomocniczego umieszczonego w obszarze, w którym obowiązują prawa optyki geometrycznej, zależy od jego położenia w stosunku do ogniska reflektora głównego i od położenia źródła oświetlającego. Ogólne równanie reflektora pomocniczego można zapisać w postaci

$$r = f' \frac{1+\varepsilon}{1+\varepsilon\cos\Theta} \tag{8-62}$$

przy czym:

f' — odległość od ogniska reflektora głównego do wierzchołka reflektora pomocniczego;

ε — mimośrodowość reflektora pomocniczego.

Wartość f' dobiera się tak, aby stosunek f'/d (d — średnica reflektora pomocniczego) był równy stosunkowi długości ogniskowej do średnicy reflektora głównego

$$\frac{f'}{d} = \frac{f}{d_a} \tag{8-63}$$

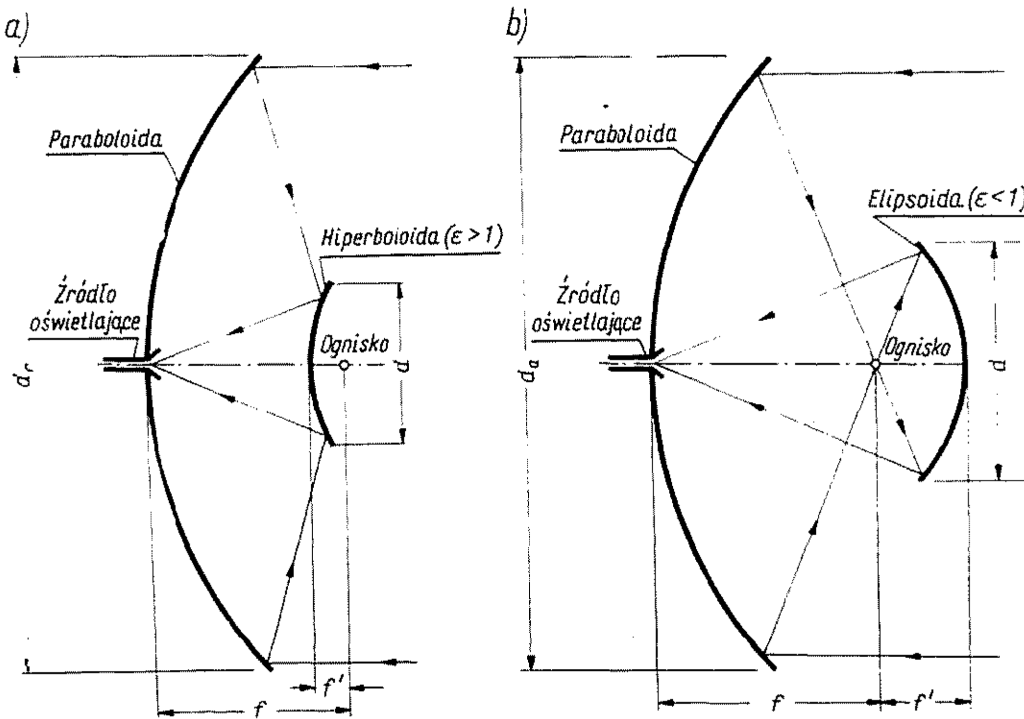
Mimośrodowość reflektora pomocniczego może przyjmować wartości mniejsze, większe lub równe jedności, zależnie od położenia reflektora pomocniczego w stosunku do ogniska reflektora głównego i położenia źródła oświetlającego. Jeśli $\varepsilon < 1$, to równanie (8-62) opisuje elipsę. Uzyskuje się w ten sposób układ Gregoriana (rys. 8-19b), w którym reflektor pomocniczy znajduje się za ogniskiem

reflektora głównego. W przypadku gdy $\varepsilon > 1$, reflektor pomocniczy ma kształt hiperboloidy umieszczonej między reflektorem głównym a jego ogniskiem (rys. 8-19a). W obu przypadkach źródło oświetlające należy umieścić w drugim ognisku reflektora pomocniczego.

Odległość między ogniskami reflektora pomocniczego

$$c = \frac{\varepsilon f}{|\varepsilon - 1|} \tag{8-64}$$

Rozkład pola w płaszczyźnie ogniskowej reflektora pomocniczego, na który pada wklęsła fala kulista ze środkiem w drugim ognisku, jest z dostateczną dokład-



Rys. 8-19. Dwureflektorowe układy antenowe: a) Cassegraina; b) Gregoriana

nością opisany funkcją $J_1(u)/u$, przy tym unormowana odległość w płaszczyźnie ogniskowej wyraża się wzorem

$$u = \frac{kd\varrho}{2f' \frac{1+\varepsilon}{|1-\varepsilon|}} \tag{8-65}$$

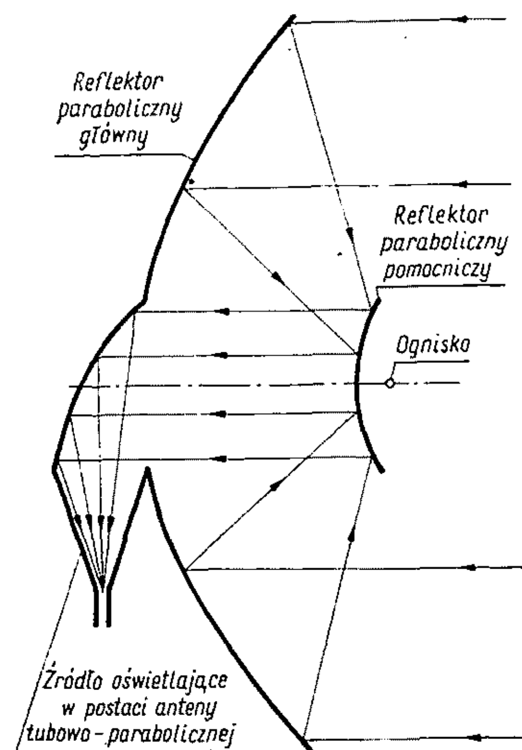
Korzystając z zależności (8-63) możemy wyrażenie (8-65) przedstawić w postaci

$$u = \frac{kd_a\varrho}{2f \frac{1+\varepsilon}{|1-\varepsilon|}} \tag{8-66}$$

z której wynika, że wprowadzenie reflektora pomocniczego spowodowało zwiększenie długości ogniskowej reflektora głównego [95]. *Zastępcza długość ogniskowej* układu dwureflektorowego

$$f_z = f\frac{1+\varepsilon}{|1-\varepsilon|} \tag{8-67}$$

Wprowadzenie reflektora pomocniczego nie zmienia więc charakteru rozkładu pola w płaszczyźnie ogniskowej, a zmienia jedynie skalę tego rozkładu. Podobnie

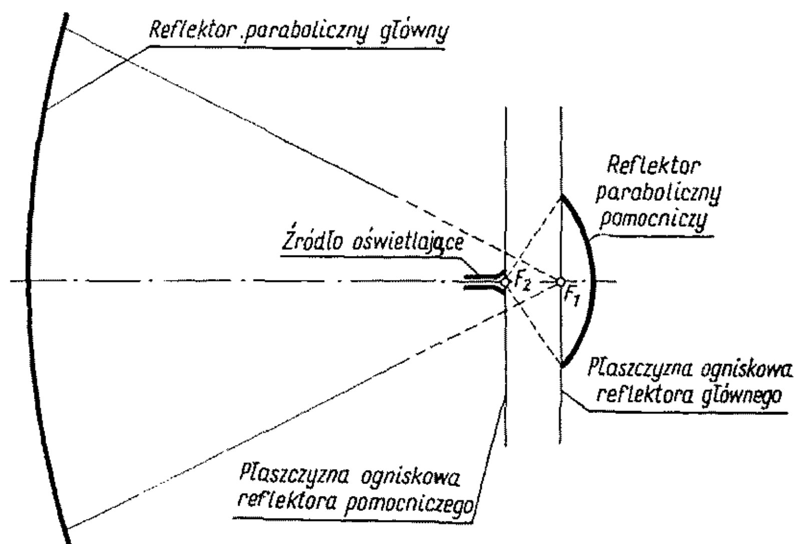


Rys. 8-20. Współogniskowe reflektory paraboliczne

zatem jak w przypadku reflektora ze źródłem oświetlającym w ognisku, zastosowanie źródła oświetlającego ze współfazowym rozkładem pola w aperturze może zapewnić co najwyżej przechwycenie 84% mocy fali padającej na reflektor główny. Zwiększenie współczynnika wykorzystania apertury wymaga stosowania bardziej skomplikowanych źródeł oświetlających.

Szczególny przypadek układu dwureflektorowego uzyskuje się, gdy $\varepsilon = 1$. Reflektor pomocniczy ma wówczas kształt współogniskowej paraboloidy (rys. 8-20). Fala odbita od reflektora pomocniczego jest falą płaską. Źródło oświetlające musi być umieszczone w polu bliskim reflektora pomocniczego i musi być zdolne do promieniowania fali płaskiej [83, 100]. Warunki takie spełnia np. antena tubowo-paraboliczna [84].

Jeśli reflektor pomocniczy jest umieszczony w obszarze, w którym nie obowiązują prawa optyki geometrycznej, to wyznaczenie kształtu reflektora pomocniczego jest zadaniem bardziej skomplikowanym, wymagającym szczegółowej analizy rozkładu pola elektromagnetycznego w otoczeniu ogniska. Jako ciekawy przykład można podać układ zaproponowany przez Visocekasa [183]. Pole w płaszczyźnie ogniskowej reflektora parabolicznego o długiej ogniskowej jest transformatą Fouriera pola



Rys. 8-21. Dwureflektorowy układ antenowy Visocekasa

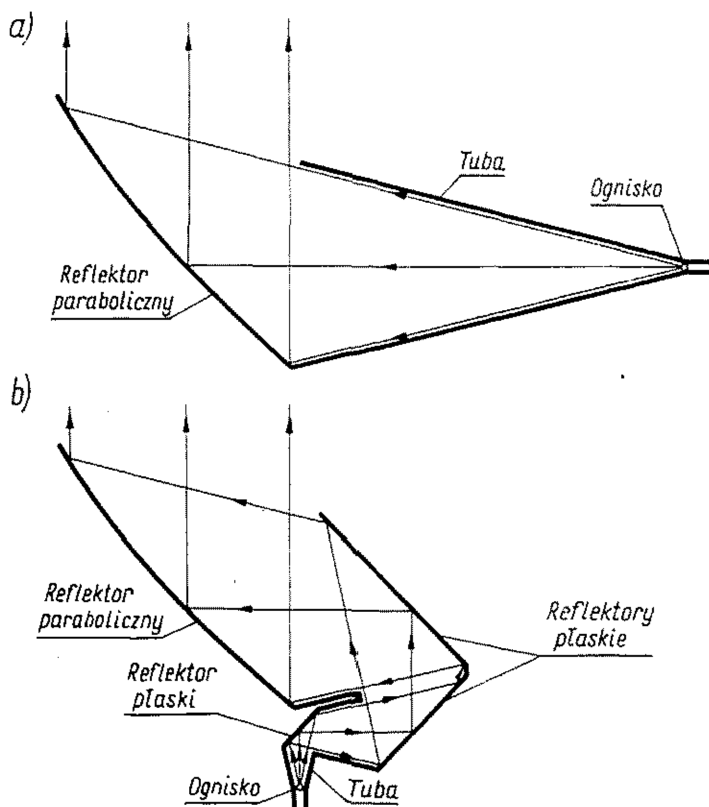
w aperturze. Jeśli w płaszczyźnie ogniskowej umieści się drugi reflektor paraboliczny, to pole w jego płaszczyźnie ogniskowej będzie również transformatą Fouriera. Mamy więc do czynienia z podwójnym przekształceniem Fouriera, które matematycznie jest tożsamością. W płaszczyźnie ogniskowej reflektora pomocniczego otrzymujemy więc wierny obraz rozkładu pola w aperturze reflektora głównego (rys. 8-21). Układ Visocekasa działa poprawnie tylko w przypadku reflektora o bardzo długiej ogniskowej.

Warto zauważyć, że reflektor pomocniczy o rozmiarach wynikających z praw optyki geometrycznej odbija tylko część energii fali padającej na reflektor główny. Można zwiększyć skuteczność reflektora pomocniczego przez zwiększenie jego średnicy ponad wartość wynikającą z praw optyki geometrycznej [147]. Kształt dodatkowej części reflektora odbiega jednak od kształtu hiperboloidy.

8.5. ANTENY Z NIESYMETRYCZNYM REFLEKTOREM PARABOLICZNYM

Zasadniczym mankamentem symetrycznego reflektora parabolicznego oświetlanego zarówno za pomocą źródła w ognisku jak i przy użyciu reflektora pomocniczego jest zacienianie części apertury przez źródło oświetlające, reflektor pomocniczy

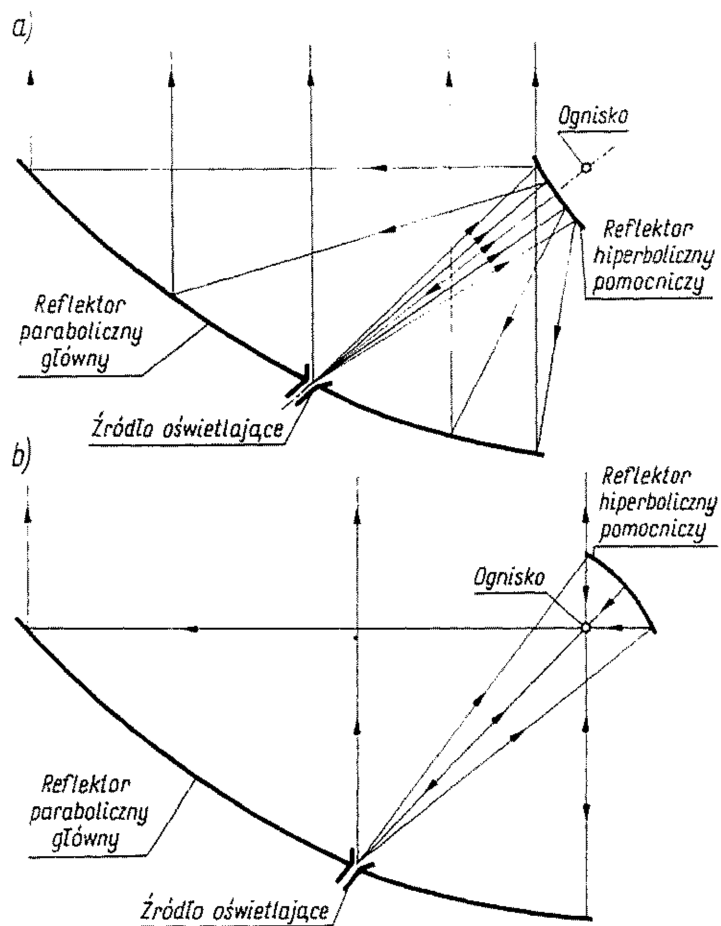
i podpory. Jeśli jednak wykorzystuje się tylko część powierzchni paraboloidy nie zawierającą wierzchołka, to można całkowicie uniknąć zacieniania apertury. Na tej zasadzie można zbudować różne układy antenowe. Rozwiązaniem charakteryzującym się bardzo dobrymi właściwościami elektrycznymi jest antena tubowo-paraboliczna [84] (rys. 8-22a). Przy dużej aperturze jest to jednak rozwiązanie ciężkie



Rys. 8-22. Dwureflektorowe układy antenowe z niesymetrycznym reflektorem parabolicznym: a) antena tubowo-paraboliczna; b) antena tubowo-paraboliczna potrójnie zgięta

i niedogodne z mechanicznego punktu widzenia. Próbą usprawnienia omawianej anteny jest trzykrotne zagięcie części tubowej anteny [91] (rys. 8-22b). Przy nieznacznym pogorszeniu właściwości elektrycznych uzyskano dzięki temu bardziej zwartą konstrukcję.

Inną możliwością jest zastosowanie niesymetrycznych układów Cassegraina lub Gregoriana [81] (rys. 8-23). Badania teoretyczne oraz doświadczalne wskazują, że *odsłonięta antena Cassegraina* charakteryzuje się bardzo dobrymi właściwościami elektrycznymi [67].



Rys. 8-23. Niesymetryczne układy antenowe: a) Cassegraina; b) Gregoriana

9 ANTENY O ZWIĘKSZONEJ SZEROKOPASMOWOŚCI

Antena znajduje w praktyce zastosowanie tylko wówczas, gdy jej parametry elektryczne są stałe lub zmieniają się w dopuszczalnych granicach w określonym pasmie częstotliwości, przy czym niezbędna szerokość pasma wynika ze sposobu przesyłania sygnałów. Anteny omówione w poprzednich rozdziałach można zrealizować w taki sposób, aby zarówno ich charakterystyki promieniowania jak i impedancje wejściowe spełniały podany warunek. Jednak w wielu przypadkach, np. wówczas gdy zachodzi potrzeba zmieniania częstotliwości nośnej w pewnym przedziale częstotliwości, wymagana szerokość pasma roboczego jest podyktowana względami operacyjnymi, a nie sposobem przesyłania sygnałów. Zdarza się, np. w radiokomunikacji krótkofalowej, że stosunek granicznych częstotliwości pasma operacyjnego powinien wynosić 10 : 1, a nawet 20 : 1. W tym zakresie częstotliwości parametry elektryczne anteny, tj. charakterystyka promieniowania, kierunkowość i impedancja wejściowa, powinny być stałe bądź zmieniać się w dopuszczalnych granicach, bądź też wykazywać optymalną zależność od częstotliwości. Trzeba podkreślić, że inne wymagania są stosowane przy emisji szerokopasmowej, przy której charakterystyka amplitudowa i fazowa muszą spełniać określone wymagania, a inne przy emisji wąskopasmowej z możliwością przestrajania w szerokim pasmie. W tym ostatnim przypadku antena może mieć charakterystyki dyspersyjne.

Na równi z praktycznym zapotrzebowaniem na anteny o zwiększonej szerokości pasma roboczego, możliwość budowy *anten „częstotliwościowo-niezależnych"* przedstawia ciekawy problem teoretyczny [4].

9.1. ANTENY, KTÓRYCH KSZTAŁT JEST CAŁKOWICIE OKREŚLONY PRZEZ KĄTY

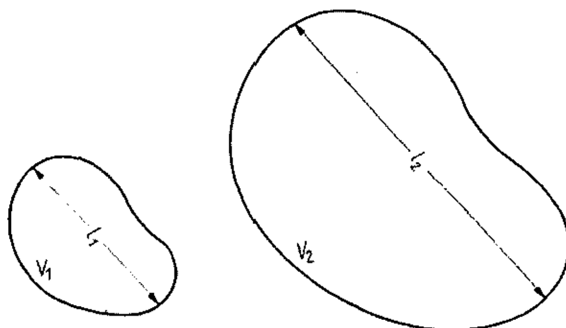
Na mocy zasady podobieństwa elektrodynamicznego dwa, podobne geometrycznie, doskonale przewodzące ciała (V_1 i V_2 na rys. 9-1) zachowują się jednakowo dla fal λ_1 i λ_2, jeśli stosunek długości fal jest równy współczynnikowi podobieństwa

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{l_1}{l_2} = K \tag{9-1}$$

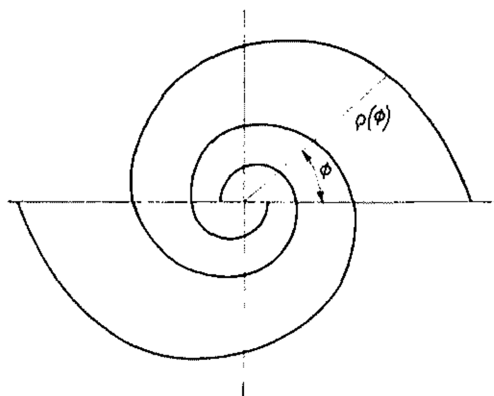
przy czym l_1 i l_2 są odpowiadającymi sobie wymiarami liniowymi ciał.

Tak więc, jeżeli w tym samym stosunku zmienimy rozmiary anteny bezstratnej i długość fali roboczej, to charakterystyka promieniowania i impedancja wejściowa anteny nie ulegną zmianie.

Z powyższego wynika, że parametry elektryczne anteny nie zależałyby od częstotliwości, jeśli jej charakterystyczne rozmiary liniowe, wyrażone w długościach fali, byłyby niezależne od częstotliwości. Warunek ten może być spełniony jedynie w tym przypadku, gdy konfiguracja anteny jest określona tylko przez kąty. Przykładem takiej anteny może być nieskończona antena dwustożkowa, określona jednoznacznie przez podanie kątów wierzchołkowych stożków oraz kąta między osiami. Innym



Rys. 9-1. Rysunek pomocniczy do wyjaśnienia podobieństwa elektromagnetycznego



Rys. 9-2. Spirala logarytmiczna

przykładem jest przedstawiona na rys. 9-2 struktura złożona z dwóch nieskończonych, doskonale przewodzących spiral logarytmicznych, opisanych równaniami

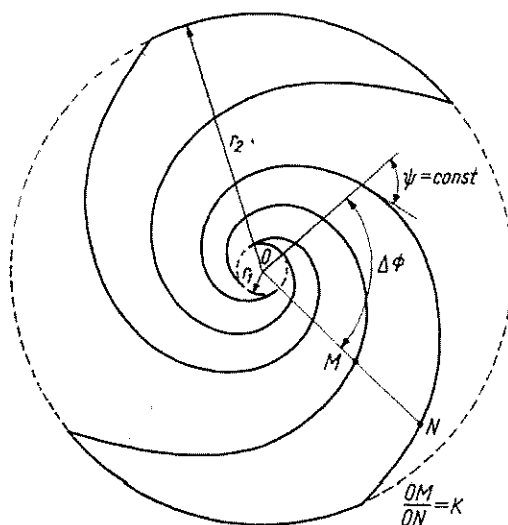
$$\varrho(\Phi) = \begin{cases} \varrho_0 e^{a\Phi} \\ \varrho_0 e^{a(\Phi+\pi)} \end{cases} \tag{9-2}$$

Jeśli rozpatrywana antena ma określone parametry przy częstotliwości f, to przy K-krotnym zmniejszeniu częstotliwości takie same parametry będzie miała antena, której równanie otrzymamy mnożąc obie strony równania (9-2) przez K. Podstawiając $K = e^{a\Delta\Phi}$ otrzymujemy

$$K\varrho(\Phi) = \begin{cases} \varrho_0 e^{a(\Phi+\Delta\Phi)} \\ \varrho_0 e^{a(\Phi+\pi+\Delta\Phi)} \end{cases} \tag{9-3}$$

Krzywe odpowiadające zależnościom (9-2) i (9-3) różnią się tylko obrotem w swej płaszczyźnie o kąt $\Delta\Phi$, co nie ma żadnego znaczenia przy rozpatrywaniu promieniowania w kierunku prostopadłym do anteny. Ponieważ K może przyjmować dowolne wartości, więc rozpatrywana struktura jest w pełnym sensie anteną *częstotliwościowo-niezależną*.

Przedstawione wyżej struktury nie mogą być zrealizowane w praktyce, rozciągają się one bowiem od punktu zerowego, który jest zarazem punktem zasilania,



Rys. 9-3. Antena dwuramienna zbudowana na bazie spirali logarytmicznej

aż do nieskończoności. Rzeczywistą antenę tworzy część struktury nieskończonej, zawarta między kulami o promieniach r_1 i r_2 (rys. 9-3).

Wnętrze mniejszej kuli tworzy *obszar zasilania*, w którym struktura nieskończona zbiegająca się idealnie do punktu zerowego zostaje zastąpiona przez układ sprzęgający antenę z torem przesyłowym. Długość promienia r_1 określa największą częstotliwość pracy f_1, bowiem po to, by układ sprzęgający nie zakłócał pracy anteny, jego rozmiary muszą być małe względem najkrótszej fali roboczej.

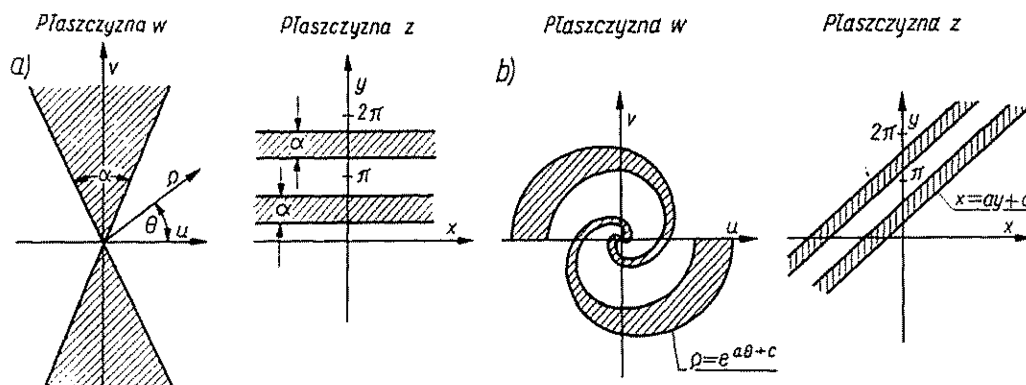
Zewnętrzne rozmiary anteny, określone przez promień r_2, wyznaczają najmniejszą częstotliwość pracy, zaobserwowano bowiem, że dla pewnych struktur prądy maleją szybko przy oddalaniu się od środka anteny. Można więc odciąć tę część struktury, w której płyną prądy małe w porównaniu z prądem płynącym przez zaciski wejściowe. Odrzucenie tej części struktury w minimalnym stopniu wpłynie na charakterystykę promieniowania i impedancję wejściową anteny. Odległość, w której prądy stają się dostatecznie małe, jest proporcjonalna do długości fali roboczej. Tak więc najmniejszą częstotliwość pracy można dowolnie zmniejszać zwiększając rozmiary anteny.

Szybkość, z jaką następuje malenie prądu ze wzrostem odległości od środka, zależy od struktury. Na przykład, dla anteny dwustożkowej pobudzanej w środku, pole jest prostopadłe do kierunku radialnego i maleje odwrotnie proporcjonalnie do

odległości od środka. Biorąc skończony, dowolnie duży fragment takiej anteny zawsze zaobserwujemy *efekt końcowy*, deformujący charakterystykę promieniowania. Natomiast struktury zbudowane na bazie spirali logarytmicznej wykazują szybsze malenie prądu niż $1/r$ i dlatego jest możliwe zbudowanie struktury skończonej o parametrach nieznacznie odbiegających od parametrów struktury nieskończonej (w określonym zakresie częstotliwości) [171].

9.2. ANTENY LOGARYTMICZNIE-PERIODYCZNE

Anteny logarytmicznie-periodyczne są prostą modyfikacją anten rozpatrzonych w poprzednim punkcie. Modyfikację tę wprowadza się w celu zmniejszenia efektu końcowego; chociaż prowadzi ona do okresowej zmienności właściwości elektrycz-



Rys. 9-4. Odwzorowanie konforemne struktur równokątowych: a) symetryczna struktura dwusektorowa; b) spirala logarytmiczna

nych anteny, to jednak przy prawidłowym wyborze parametrów, zmiany te są tak małe, że — praktycznie biorąc — antenę można uważać za częstotliwościowo-niezależną [4].

Dokładne określenie struktury logarytmiczno-periodycznej uzyskuje się za pomocą odwzorowania konforemnego

$$z = \ln w \tag{9-4}$$

przy czym w i z są liczbami zespolonymi.

Niech będzie:

$$w = \varrho e^{j\Phi} \quad \text{oraz} \quad z = x + jy \tag{9-5}$$

wówczas

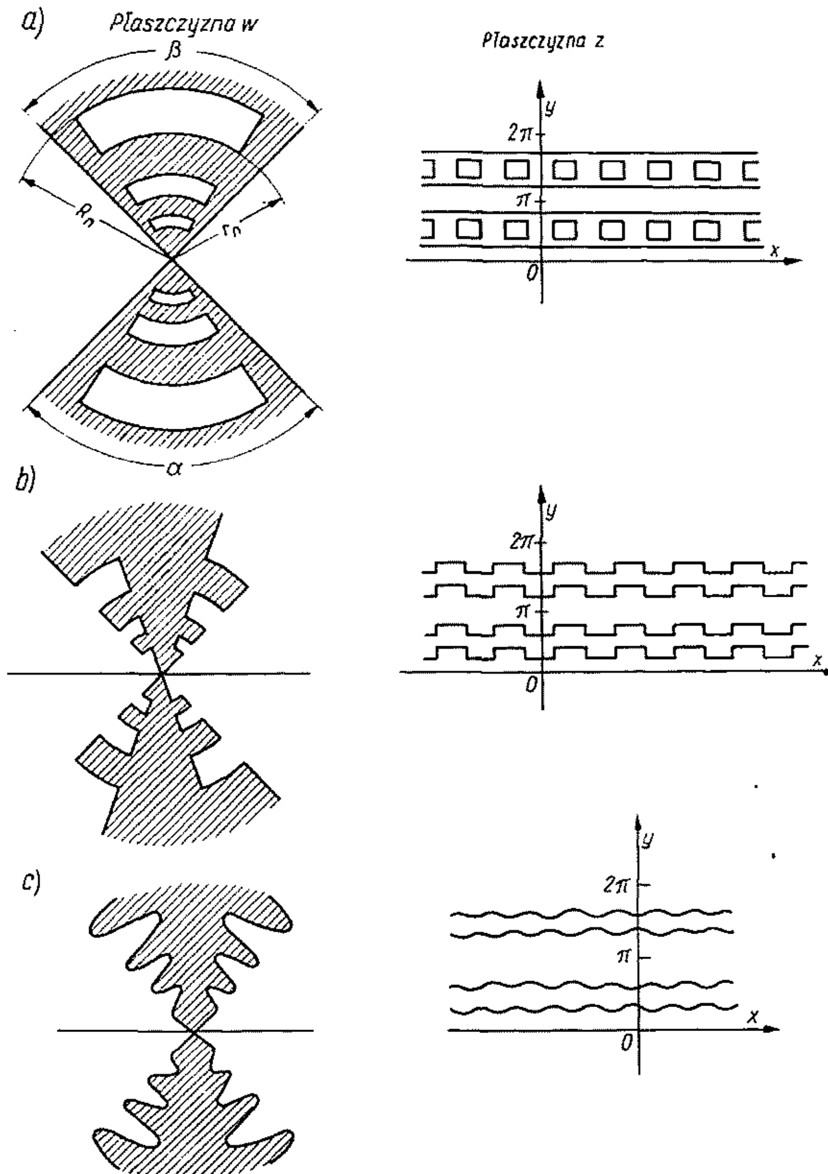
$$x = \ln \varrho \qquad \Phi = y \tag{9-6}$$

Odwzorowanie (9-4) przekształca okręgi i promienie w płaszczyźnie w na pionowe i poziome proste w płaszczyźnie z.

Na rysunku 9-4 pokazano rezultaty odwzorowania dwóch „kątowych" struktur — symetrycznego dwusektora i spirali logarytmicznej — odpowiednio na poziome

i nachylone proste równoległe. Strukturę logarytmicznie-periodyczną uzyskuje się przez nałożenie okresowych zmian na równoległe proste w płaszczyźnie z i konforemnym odwzorowaniu uzyskanej struktury na płaszczyźnie w. Kilka przykładów takiego przekształcenia symetrycznego dwusektora przedstawiono na rys. 9-5; rys. 9-5a i b przedstawiają strukturę szczelinową i zębową; na rys. 9-5c zęby anteny odpowiadają nałożeniu sinusoidy na proste w płaszczyźnie z.

W zasadzie wprowadzenie zmian logarytmicznie-periodycznych jest możliwe również w przypadku spirali równokątowej, praktycznie jednak korzyść z takiej



Rys. 9-5. Struktury logarytmicznie-periodyczne: a) szczelinowa; b) zębowa; c)sinusoidalna

modyfikacji jest niewielka bowiem efekt końcowy dla samej spirali jest już dostatecznie mały.

Zauważmy, że wszystkie wymiary w płaszczyźnie w, określające antenę logarytmicznie-periodyczną, są proporcjonalne do odległości od środka anteny (punktu pobudzenia). Na przykład struktura szczelinowa jest określona przez promienie R_n, r_n oraz kąty α i β, przy czym promienie R_{n-1}, R_n, R_{n+1}, ... tworzą postęp geometryczny, którego iloraz znajdujemy ze stosunku

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n} \tag{9-7}$$

Podobny postęp z tym samym ilorazem τ tworzą promienie r_{n-1}, r_n, r_{n+1}, ... Względną szerokość szczelin określa stosunek

$$\sigma = \frac{R_n}{r_n} \tag{9-8}$$

Łatwo sprawdzić, że opisane wyżej struktury nieskończone charakteryzują się następującą właściwością: pole promieniowane przez antenę pobudzoną w środku sygnałem o częstotliwości f będzie powtarzało się przy wszystkich częstotliwościach równych $f\tau^n$, przy czym n — dowolna liczba całkowita. Jeśli te częstotliwości przedstawi się w skali logarytmicznej, to odstęp między nimi jest stały, równy $\ln\tau$; stąd właśnie nazwa tego rodzaju anten.

Badania rozkładu pola wzdłuż struktur logarytmicznie periodycznych wykazały, że pole bardzo szybko maleje po przekroczeniu *niejednorodności rezonansowej* (niejednorodnością rezonansową dla struktur przedstawionych na rys. 9-5b i c jest ząb o długości zbliżonej do $\lambda/4$, natomiast dla struktury z rys. 9-5a — szczelina półfalowa). To tłumienie pola powoduje, że skończone rozmiary anteny mają znikomo mały wpływ na jej parametry (oczywiście dla fal krótszych od fali granicznej). Liczba możliwych do pomyślenia struktur logarytmicznie-periodycznych jest nieograniczona [121, 132, 187].

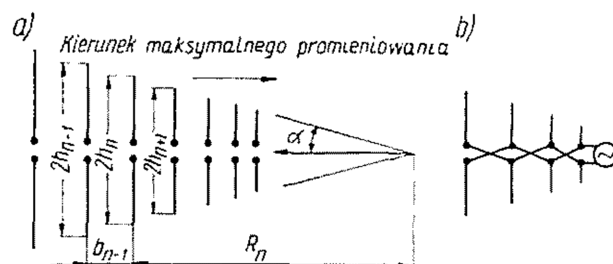
9.3. LOGARYTMICZNIE-PERIODYCZNA ANTENA DIPOLOWA

Szczególnym przypadkiem anteny logarytmicznie-periodycznej jest antena dipolowa przedstawiona na rys. 9-6. Składa się ona z równoległych dipoli rozmieszczonych w jednej płaszczyźnie. Długość i średnica dipoli oraz odległość między nimi zmieniają się w postępie geometrycznym z ilorazem $\tau < 1$. Parametr σ określa odległość mierzoną w długościach fali, między dipolem n-tym a $(n+1)$-ym. Wielkość σ jest związana z τ zależnością

$$\sigma = \frac{1}{4}(1-\tau)\mathrm{ctg}\alpha \tag{9-9}$$

przy czym α jest kątem między osią anteny a linią przechodzącą przez końce dipoli.

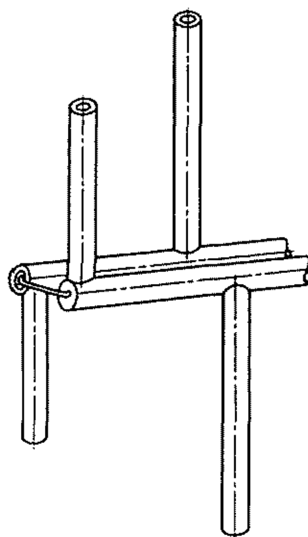
Dipole pobudza się za pomocą dwuprzewodowego toru symetrycznego o stałej impedancji falowej w taki sposób, że między sąsiednimi dipolami występuje dodatkowe przesunięcie fazy równe 180°. Energia do toru pobudzającego może być doprowadzona za pomocą przewodu symetrycznego lub za pomocą przewodu współosiowego umieszczonego wewnątrz jednego z przewodników toru pobudzającego. Oplot przewodu współosiowego dołącza się do końca jednego przewodnika toru pobudzającego,



Rys. 9-6. Antena logarytmicznie-periodyczna dipolowa: a) szkic wymiarowy; b) schemat pobudzenia; $R_n/R_{n-1} = h_n/h_{n-1} = \tau$; $b_n/4h_n = \sigma$

a żyłę wewnętrzną — do drugiego (rys. 9-7). W ostatnim przypadku antena odgrywa jednocześnie rolę urządzenia symetryzującego. W zakresie pasma roboczego antena promieniuje maksymalnie w kierunku krótszych dipoli.

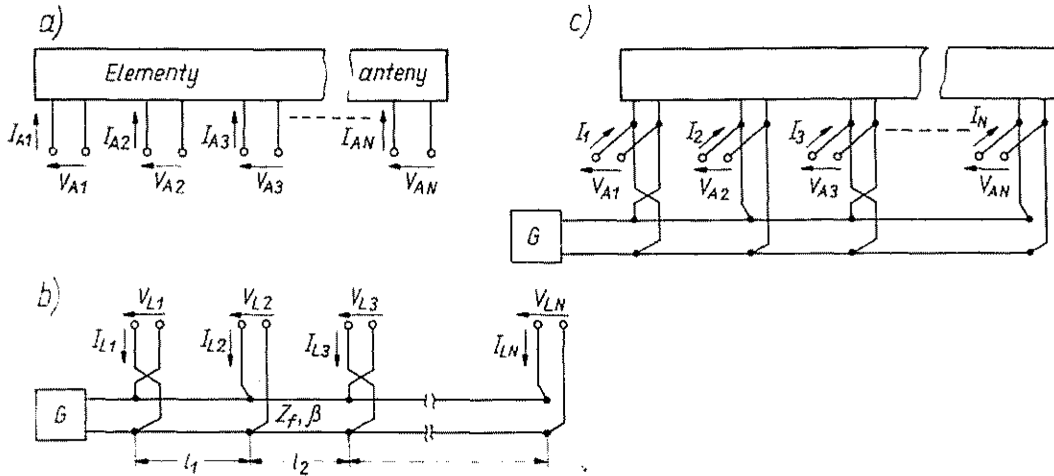
W celu określenia charakterystyki promieniowania anteny musimy wyznaczyć prądy we wszystkich dipolach; założymy przy tym, że rozkład prądu wzdłuż dipoli



Rys. 9-7. Zasilanie anteny logarytmicznie-periodycznej za pomocą przewodu współosiowego

jest sinusoidalny. Elementy promieniujące i tor pobudzający potraktujemy jako wielowniki o $2N$ zaciskach, przy czym N jest liczbą dipoli w antenie (rys. 9-8). Napięcia i prądy na zaciskach dipoli są związane następującym równaniem macierzowym:

$$\mathbf{I}_A = \mathbf{Y}_A \mathbf{V}_A \tag{9-10}$$



Rys. 9-8. Schematy zastępcze układu pobudzającego logarytmicznie-periodycznej anteny dipolowej: a) schemat zastępczy elementów promieniujących; b) schemat zastępczy toru pobudzającego; c) pełny schemat zastępczy

w którym $\mathbf{I}_A$ i $\mathbf{V}_A$ są macierzami kolumnowymi prądów i napięć na zaciskach dipoli, a $\mathbf{Y}_A$ jest macierzą admitancji, której elementami są admitancje własne i wzajemne dipoli

$$\mathbf{Y}_A = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & y_{13} & \cdots & y_{1N} \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} & \cdots & y_{2N} \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot \\ y_{N1} & y_{N2} & y_{N3} & \cdots & y_{NN} \end{bmatrix} \tag{9-11}$$

Podobne napięcia i prądy na zaciskach toru pobudzającego są związane równaniem

$$\mathbf{I}_L = \mathbf{Y}_L \mathbf{V}_L \tag{9-12}$$

w którym $\mathbf{I}_L$ i $\mathbf{V}_L$ są macierzami kolumnowymi prądów i napięć na odczepach, a $\mathbf{Y}_L$ jest macierzą admitancji określoną w następujący sposób:

$$\mathbf{Y}_L = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 & \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} & 0 & 0 & \ldots & 0 & \\ 0 & y_{32} & y_{33} & y_{34} & 0 & \ldots & 0 & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & y_{N,N-1} & y_{NN} \end{bmatrix} \tag{9-13}$$

przy czym y_{ij} jest prądem płynącym przez i-tą parę zacisków pod wpływem jednostkowego napięcia doprowadzonego do j-tej pary zacisków i zwarciu pozostałych zacisków. Oczywiście $y_{n,n\pm m} = 0$ przy $m \geqslant 2$, bowiem wskutek zwierania zacisków prąd płynie tylko w części obwodu bezpośrednio przyległej do zacisków, do których doprowadzono napięcie. Elementy macierzy $\mathbf{Y}_L$ są funkcjami trygonometrycznymi.

Jeśli teraz połączymy ze sobą odpowiednie zaciski toru pobudzającego i dipoli, to uzyskamy układ przedstawiony na rys. 9-8c. Napięcia na zaciskach toru pobudzającego i na zaciskach dipoli są teraz jednakowe, więc

$$\mathbf{V}_A = \mathbf{V}_L \tag{9-14}$$

natomiast prądy dopływające do zacisków są równe sumie prądów płynących przez dipole i odczepy toru pobudzającego, zatem

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_A + \mathbf{I}_L \tag{9-15}$$

Dodając stronami równania (9-10) i (9-12) oraz korzystając z równości (9-14) i (9-15) otrzymujemy

$$\mathbf{I} = (\mathbf{Y}_A + \mathbf{Y}_L)\mathbf{V}_A \tag{9-16}$$

Mnożąc lewostronnie równanie (9-10) przez macierz impedancji $\mathbf{Z}_A = \mathbf{Y}_A^{-1}$ otrzymujemy

$$\mathbf{V}_A = \mathbf{Z}_A \mathbf{I}_A \tag{9-17}$$

Korzystając z zależności (9-17) możemy równanie (9-16) zapisać w postaci

$$\mathbf{I} = (\mathbf{Y}_A + \mathbf{Y}_L)\mathbf{Z}_A \mathbf{I}_A \tag{9-18}$$

lub

$$\mathbf{I} = (\mathbf{U} + \mathbf{Y}_L \mathbf{Z}_A)\mathbf{I}_A \tag{9-19}$$

przy czym $\mathbf{U}$ jest macierzą jednostkową.

Elementy macierzy $\mathbf{I}$ przedstawiają prądy dopływające do anteny. W rzeczywistej antenie wszystkie prądy z wyjątkiem prądu w punktach zasilania są równe zeru (rys. 9-7). Przyjmując, że prąd zasilania anteny jest równy 1, mamy

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \tag{9-20}$$

W celu określenia prądów w dipolach należy rozwiązać równanie (9-19) względem $\mathbf{I}_A$. Rozwiązanie to możemy zapisać formalnie w postaci

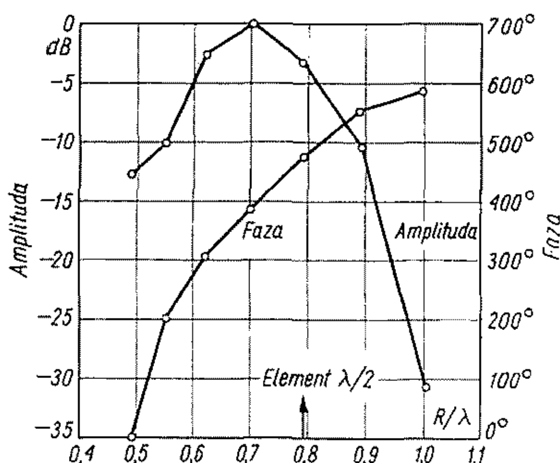
$$\mathbf{I}_A = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{I} \tag{9-21}$$

przy czym

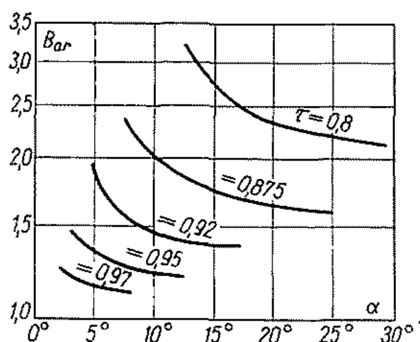
$$\mathbf{T} = \mathbf{U} + \mathbf{Y}_L \mathbf{Z}_A$$

Do rozwiązania równania (9-19) stosuje się maszyny matematyczne.

Na rysunku 9-9 przedstawiono zależność amplitudy i fazy prądów na wejściach dipoli od ich położenia w antenie [4]. Widać wyraźne maksimum prądu w otoczeniu dipola półfalowego. Ponieważ kilka dipoli w otoczeniu dipola półfalowego jest sil-



Rys. 9-9. Zależność amplitud i faz prądów na wejściach dipoli od ich położenia w antenie; $\tau = 0{,}888$; $\sigma = 0{,}089$; $\alpha = 17{,}5°$; $N = 8$; $Z_f = 100\ \Omega$; $h/a = 125$. Tor pobudzający zwarto w odległości $0{,}128\lambda$ za pierwszym dipolem (według R. Carrel: The design of log-periodic dipole antennae, IRE Internat. Conv. Rec. 1961)



Rys. 9-10. Zależność szerokości czynnej części anteny od parametrów τ i α; $Z_f = 100\ \Omega$; $h/a = 125$ (według R. Carrel: The design of log-periodic dipole antennae, IRE Internat. Conv. Rec. 1961)

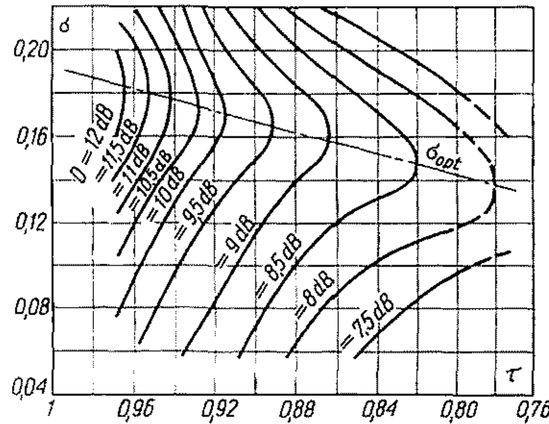
nie pobudzonych, wprowadza się pojęcie *szerokości czynnej części anteny* B_{ar}, zdefiniowane jako stosunek odległości, w których amplituda prądu maleje o 10 dB. Zależność szerokości czynnej części anteny od parametrów τ i α pokazano na rys. 9-10.

Znając prądy płynące w dipolach możemy łatwo określić charakterystykę promieniowania korzystając z metod podanych w p. 2.4. Dostajemy następujące wyrażenia na charakterystykę promieniowania: w płaszczyźnie H

$$f_H(\Phi) = \left| \sum_{n=1}^{N} \frac{i_{An}(1-\cos kh_n)}{\sin kh_n} e^{-jkR_n\cos\Phi} \right| \tag{9-22}$$

w płaszczyźnie E

$$f_E(\Theta, \Phi) = \frac{1}{\sin\Theta} \left| \sum_{n=1}^{N} \frac{i_{An}[\cos(kh_n\cos\Theta)-\cos kh_n]}{\sin kh_n} e^{-jkR_n\sin\Theta\cos\Phi} \right| \tag{9-23}$$



Rys. 9-11. Krzywej stałej kierunkowości dla różnych τ i σ; $Z_f = 100\ \Omega$; $h/a = 125$ (według R. Carrel: The design of log-periodic dipole antennae, IRE Internat. Conv. Rec. 1961)

Podstawowymi parametrami mającymi wpływ na charakterystykę promieniowania są τ i σ. Określając kierunkowość anteny ze wzoru przybliżonego na podstawie szerokości głównej wiązki promieniowania otrzymujemy

$$D = 10\lg\frac{41253}{\alpha_E\alpha_H} \tag{9-24}$$

przy czym α_E i α_H są szerokościami głównej wiązki promieniowania (w stopniach) odpowiednio w płaszczyźnie E i H.

Na rys. 9-11 przedstawiono zależność kierunkowości anteny od parametrów τ i σ. Wartości σ, przy których dla danego τ kierunkowość D osiąga maksimum, są wartościami optymalnymi. Optymalne wartości odpowiadają również minimum WFS. Przy σ większych od wartości optymalnych w charakterystyce promieniowania pojawiają się listki boczne.

Impedancja wejściowa anteny zależy od impedancji falowej toru pobudzającego Z_f

$$R_{we} = \frac{Z_f}{\sqrt{1+\frac{Z_f}{4\sigma' Z_a}}} \tag{9-25}$$

przy czym:

$\sigma' = \sigma/\sqrt{\tau}$;

$Z_a = 120\left(\ln\frac{h}{a} - 2{,}25\right)$ — średnia impedancja falowa dipola.

Długość anteny mierzona między skrajnymi dipolami

$$L = \frac{\lambda_{max}}{4}\left(1 - \frac{1}{B_s}\right)\text{ctg}\alpha \tag{9-26}$$

liczba dipoli

$$N = 1 + \frac{\lg B_s}{\lg\frac{1}{\tau}} \tag{9-27}$$

przy czym

$$B_s = \frac{h_1}{h_N} = \tau^{1-N} \tag{9-28}$$

jest obliczeniową względną szerokością pasma roboczego. Ze względu na skończoną szerokość czynnej części anteny rzeczywista wartość względnej szerokości pasma roboczego jest mniejsza i wynosi

$$B = \frac{B_s}{B_{ar}} \tag{9-29}$$

Długość najdłuższego dipola wynosi $\lambda_{max}/2$. Koniec toru pobudzającego zwiera się w odległości ok. $\lambda_{max}/8$ za pierwszym dipolem. W niektórych przypadkach dobre rezultaty uzyskuje się zawierając pierwszy dipol, który działa wówczas jako bierny reflektor przy najmniejszej częstotliwości pracy.

ZASTOSOWANIA ANTEN 10

W poprzednich rozdziałach sprawę wykorzystania omawianych anten traktowaliśmy marginesowo. Obecnie, znając już zasady pracy i parametry podstawowych rodzajów anten, zajmiemy się tą sprawą szerzej. Poszczególne służby, ze względu na specyfikę swojej pracy i wykorzystywany zakres częstotliwości, stosują różne rodzaje anten. Ograniczona objętość podręcznika nie pozwala omówić wszystkich zastosowań anten, tym bardziej że wymagałoby to wgłębiania się w zagadnienia specjalistyczne związane z pracą poszczególnych służb. Ograniczymy się więc do omówienia anten stosowanych w radiofonii, radiokomunikacji krótkofalowej, telewizji, radiolokacji i radiokomunikacji satelitarnej.

10.1. DŁUGO- I ŚREDNIOFALOWE ANTENY RADIOFONICZNE

Większość radiofonicznych stacji nadawczych w zakresie fal długich i średnich lest położona w granicach obszarów obsługiwanych przez te stacje. W związku z tym antena powinna promieniować maksymalnie wzdłuż powierzchni ziemi, przy czym falą użyteczną jest fala powierzchniowa (p. 12.5). Kształt charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej zależy od położenia stacji w stosunku do obsługiwanego obszaru oraz od położenia innych stacji pracujących w tym samym kanale częstotliwościowym. Na ogół stację nadawczą umieszcza się w środku obsługiwanego obszaru i wówczas, jeśli nie zachodzi potrzeba wytłumienia promieniowania w kierunku stacji pracującej na tej samej fali, stosuje się dookólną poziomą charakterystykę promieniowania. Kształt charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej decyduje o warunkach odbioru w porze nocnej (p. 16.2). W celu zmniejszenia zakłóceń interferencyjnych spowodowanych własną falą jonosferyczną antena powinna możliwie słabo promieniować pod dużymi kątami elewacji. Z powyższych względów typowymi antenami dla zakresu fal długich i średnich są pionowe wibratory lub układy z nich złożone.

10.1.1. ANTENA PIONOWA

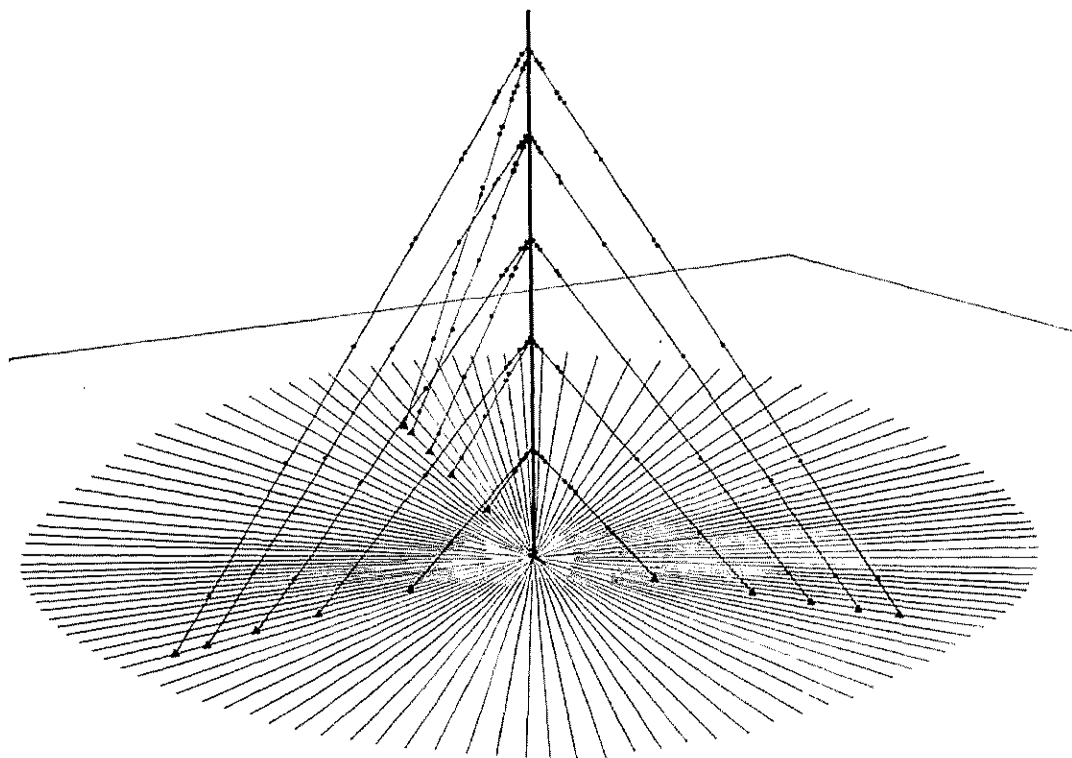
Typową konstrukcją *anteny pionowej* dla zakresu radiofonicznego jest maszt stalowy umieszczony na izolatorze i utrzymywany w pozycji pionowej za pomocą odpowiedniej liczby odciągów (rys. 10-1). Właściwości takiej anteny są określone przez jej wysokość mierzoną w długościach fali, smukłość zdefiniowaną jako stosu-

nek wysokości anteny do zastępczego promienia przekroju poprzecznego oraz parametry elektryczne gruntu w otoczeniu anteny. W pierwszym przybliżeniu zbadamy charakterystykę promieniowania anteny pionowej przy następujących założeniach upraszczających:

— rozkład prądu wzdłuż anteny jest sinusoidalny,

— teren wokół anteny jest płaski i doskonale przewodzący.

Przy tych założeniach charakterystyka promieniowania anteny pionowej jest opisana wzorem (3-3) (dla $0 \leqslant \Theta \leqslant \pi/2$). Kilka charakterystyk promieniowania dla anten o różnej wysokości pokazano na rys. 10-2. Antena o długości krótszej od

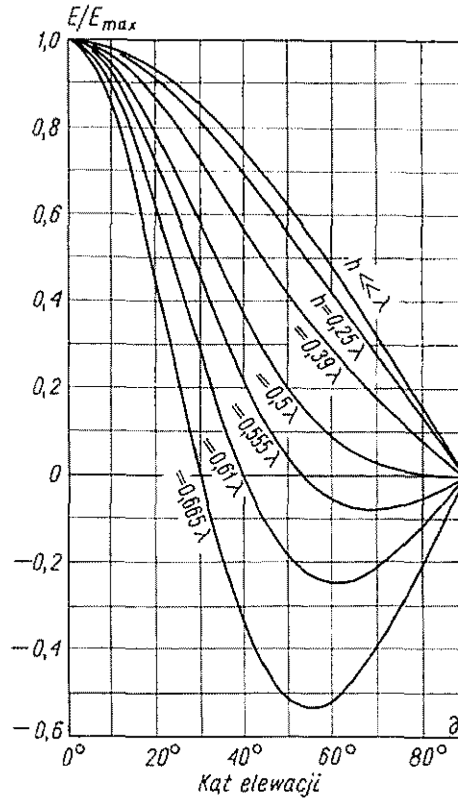


Rys. 10-1. Antena pionowa w postaci masztu na odciągach

$0{,}25\lambda$ promieniuje stosunkowo silnie pod dużymi kątami elewacji. W miarę zwiększania wysokości anteny następuje zawężenie charakterystyki promieniowania oraz zmniejszenie promieniowania pod dużymi kątami elewacji. Jeśli wysokość anteny przekroczy $0{,}5\lambda$ w charakterystyce promieniowania pojawia się miejsce zerowe i listek boczny, którego poziom wzrasta ze wzrostem wysokości. Najmniejsze promieniowanie w możliwie szerokim zakresie dużych kątów elewacji ($0 \leqslant \Theta \leqslant 40°$) uzyskuje się, gdy wysokość anteny jest zawarta w przedziale $0{,}52\lambda$ do $0{,}57\lambda$. Anteny o tej wysokości noszą nazwę *anten przeciwzanikowych*. Najczęściej spotykaną anteną przeciwzanikową jest antena o wysokości $0{,}55\lambda$.

Wpływ skończonych wymiarów poprzecznych. Przedstawiona na rys. 10-2 charakterystyka promieniowania anteny $0{,}55\lambda$ różni się znacznie od charakterystyk mierzo-

nych. W rzeczywistej antenie nie ma węzła prądu, a jedynie głębsze lub płytsze minimum. Wskutek tego w charakterystyce promieniowania zamiast zera pojawia się minimum promieniowania i jednocześnie rośnie poziom listka bocznego.



Rys. 10-2. Charakterystyki promieniowania anteny pionowej obliczone przy założeniu sinusoidalnego rozkładu prądu w antenie oraz płaskiego, doskonale przewodzącego terenu w otoczeniu anteny

Analizując właściwości jądra równania całkowego (3-46) dla prądu w antenie cylindrycznej King [113] podał następujące przybliżone wyrażenie na rozkład prądu w antenie cylindrycznej, której długość nie przekracza 1,25λ:

$$I(z) = \frac{jE_s}{60\Psi_{dR}\cos kh}\left\{\sin[k(h-z)] + T_U(\cos kz - \cos kh) + T_D\left(\cos\frac{kz}{2} - \cos\frac{kh}{2}\right)\right\}, \quad z \geqslant 0 \tag{10-1}$$

przy czym:

Ψ_{dR} — współczynnik rzeczywisty zależny od długości i promienia anteny;

$\left.\begin{aligned} T_U &= T_{UR} + jT_{UI} \\ T_D &= T_{DR} + jT_{DI} \end{aligned}\right\}$ — współczynniki zespolone zależne od długości i promienia anteny.

Wartości współczynników Ψ_{dR}, T_U i T_D dla anteny 0,55λ podano w tabl. 10-1.

Podstawiając rozkład prądu według zależności (10-1) do wzoru (2-40) na pole dalekie liniowego rozkładu prądu znajdujemy następującą zależność na charaktery-

Tablica 10-1

Współczynniki występujące we wzorze na rozkład prądu wzdłuż anteny cylindrycznej ($h = 0{,}55\lambda$)

$\frac{a}{\lambda}$	Ψ_{dR}	T_{UR}	T_{UI}	T_{DR}	T_{DI}
10^{-5}	18,739	−0,0489	0,0574	−0,0141	0,0270
$3\cdot10^{-5}$	16,542	−0,0552	0,0577	−0,0174	0,0284
10^{-4}	14,134	−0,0642	0,0667	−0,0227	0,0295
$3\cdot10^{-4}$	11,938	−0,0753	0,0777	−0,0299	0,0295
10^{-3}	9,535	−0,0926	0,0948	−0,0421	0,0265
$2\cdot10^{-3}$	8,155	−0,1062	0,1048	−0,0528	0,0216
$3\cdot10^{-3}$	7,350	−0,1159	0,1183	−0,0608	0,0166
$4\cdot10^{-3}$	6,781	−0,1238	0,1265	−0,0676	0,0116
$5\cdot10^{-3}$	6,341	−0,1305	0,1337	−0,0736	0,0066

stykę promieniowania anteny pionowej z uwzględnieniem skończonych wymiarów poprzecznych:

$$f(\Theta) = \sqrt{[f_1(\Theta)+T_{UR}f_3(\Theta)+T_{DR}f_5(\Theta)]^2+[T_{UI}f_3(\Theta)+T_{DI}f_5(\Theta)]^2} \qquad (10\text{-}2)$$

przy czym:

$$f_1(\Theta) = \frac{\cos(kh\cos\Theta)-\cos kh}{\sin\Theta} \qquad (10\text{-}3a)$$

$$f_3(\Theta) = \frac{\sin kh\cos(kh\cos\Theta)}{\sin\Theta} - 2\frac{\cos kh\sin(kh\cos\Theta)}{\sin 2\Theta} \qquad (10\text{-}3b)$$

$$f_5(\Theta) = \frac{2\sin\frac{kh}{2}\cos\Theta\cos(kh\cos\Theta)-\cos\frac{kh}{2}\sin(kh\cos\Theta)}{1-4\cos^2\Theta}\,\mathrm{tg}\Theta \qquad (10\text{-}3c)$$

Na rysunku 10-3 przedstawiono charakterystyki promieniowania anteny $0{,}55\lambda$ obliczone wg wzoru (10-2) dla dwóch wartości stosunku a/λ. Dla porównania podano także charakterystykę obliczoną przy założeniu sinusoidalnego rozkładu prądu w antenie. Przy częstotliwości 1 MHz stosunek $a/\lambda = 1{,}33\cdot10^{-4}$ odpowiada antenie wykonanej z liny o średnicy 8 cm, natomiast stosunek $a/\lambda = 2\cdot10^{-3}$ odpowiada masztowi rurowemu o średnicy 1,2 m. W obu przypadkach obserwuje się wzrost poziomu listka bocznego i brak miejsca zerowego w charakterystyce promieniowania. Charakterystyki promieniowania obliczone według wzoru (10-2) wykazują dobrą zgodność z charakterystykami zmierzonymi w warunkach rzeczywistych.

Wpływ skończonej konduktywności ziemi. Pole elektryczne w obszarze quasi-bliskim wytwarzane przez elementarny dipol elektryczny umieszczony pionowo na wysokości H nad ziemią o skończonej konduktywności (rys. 10-4) wyraża się następującym wzorem [22]:

$$E_z(z,\varrho) = \frac{k_0^2 p}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{e^{-jk_0R_d}}{R_d}\sin^2\Theta_d + R_V\frac{e^{-jk_0R_r}}{R_r}\sin^2\Theta_r + (1-R_V)\frac{e^{-jk_0R_r}}{R_r}W_e\sin^2\Theta_r\right] \qquad (10\text{-}4)$$

przy czym:

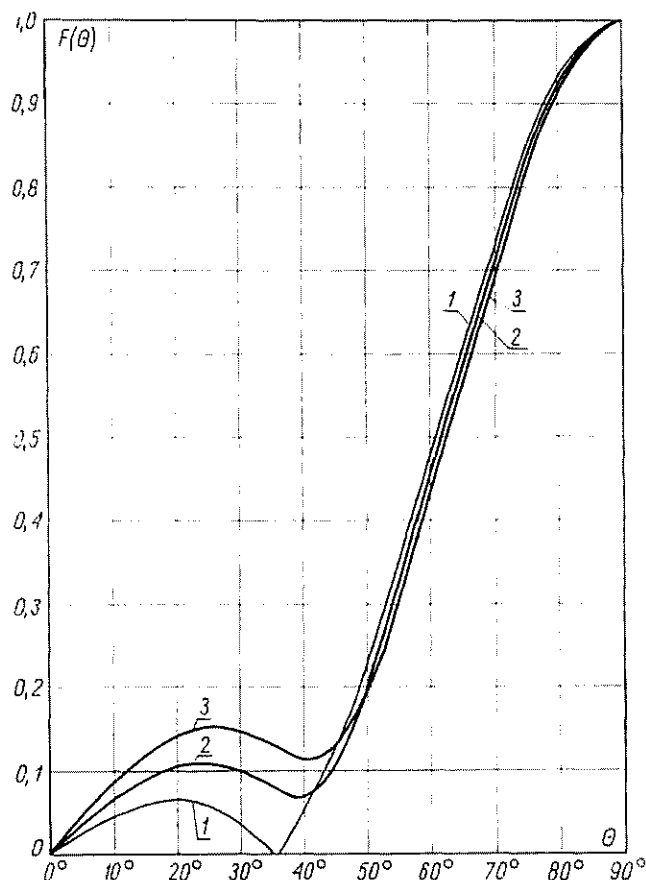
R_V — współczynnik odbicia dla polaryzacji pionowej (p. 12.3);

$W_e = \frac{\sin^2\Theta_r}{jk_0 R_r} \frac{n^4}{n^2-1}$;

$n = \sqrt{\varepsilon_r - j60\lambda_0\sigma}$ — zespolony współczynnik załamania;

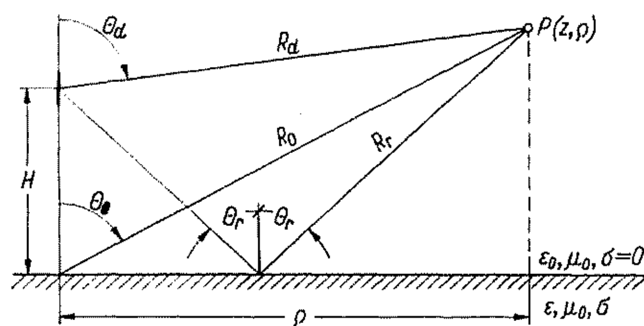
ε_r, σ — względna przenikalność elektryczna i konduktywność ziemi;

p — moment dipola.



Rys. 10-3. Pionowa charakterystyka promieniowania anteny 0,55λ

1 — rozkład sinusoidalny; 2 — $a/\lambda = 1{,}33 \cdot 10^{-4}$; 3 — $a/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$



Rys. 10-4. Elementarny dipol elektryczny nad ziemią o skończonej konduktywności

Pierwsze dwa człony w nawiasie kwadratowym po prawej stronie zależności (10-4) opisują falę bezpośrednią i falę odbitą od powierzchni ziemi; trzeci człon reprezentuje falę powierzchniową. Na powierzchni ziemi doskonale przewodzącej ($z = 0$) współczynnik odbicia jest równy 1, wobec czego znika fala powierzchniowa, a amplituda pola ulega podwojeniu w stosunku do wartości w swobodnej przestrzeni. Na powierzchni ziemi rzeczywistej o skończonej konduktywności w dostatecznie dużej odległości od anteny takiej, aby $\Theta_d \approx \Theta_r \approx \pi/2$, współczynnik odbicia jest równy -1, wobec czego fala bezpośrednia i fala odbita wzajemnie kompensują się, a całe pole jest określone przez falę powierzchniową

$$E_z(\varrho) = \frac{k_0^2 p}{2\pi\varepsilon_0} \frac{e^{-jk_0\varrho}}{\varrho} W_e \tag{10-5}$$

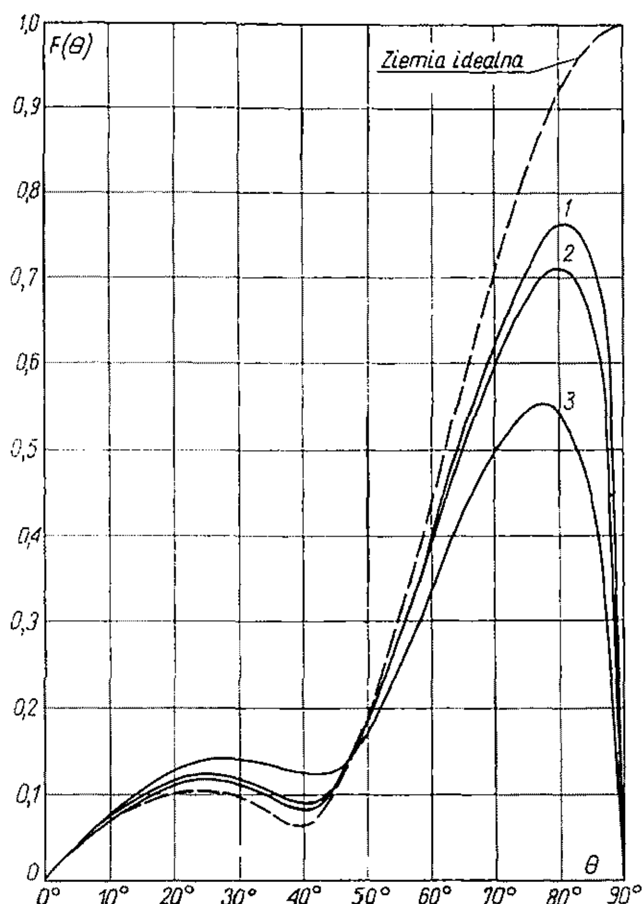
przy czym W_e reprezentuje tutaj współczynnik osłabienia fali powierzchniowej.

Pole wytwarzane przez antenę pionową nad ziemią rzeczywistą możemy obliczyć dzieląc antenę na nieskończenie wiele elementarnych dipoli elektrycznych i sumując pola wytwarzane przez te dipole.

Współczynnik osłabienia jest funkcją parametrów elektrycznych ziemi oraz odległości od anteny. W związku z tym pojęcie pionowej charakterystyki promieniowania anteny pionowej nad ziemią o skończonej konduktywności należy stosować bardzo ostrożnie; charakterystyka promieniowania jest bowiem funkcją odległości od anteny. W dostatecznie dużej odległości fala powierzchniowa zostaje całkowicie stłumiona i charakterystyka promieniowania ma kształt taki, jaki przedstawiono na rys. 10-5.

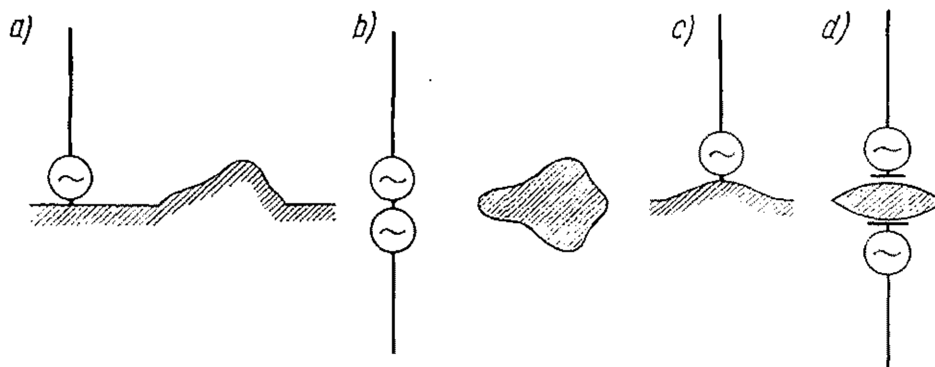
Wpływ nieregularności terenu. W dotychczasowych rozważaniach zakładaliśmy, że teren wokół anteny jest płaski i jednorodny. W praktyce założenie to nie zawsze jest spełnione. Zdarza się, że antena jest zbudowana na szczycie lub w pobliżu niewielkiego wzgórza. Zbadamy, jak wpływają nieregularności terenu na kształt pionowej charakterystyki promieniowania; założymy przy tym, że teren wokół anteny jest doskonałym przewodnikiem. Wpływ wzniesienia znajdującego się w pobliżu anteny (rys. 10-6a) możemy uwzględnić przez dodanie do pola anteny umieszczonej nad płaską ziemią pola wtórnego pochodzącego od prądów płynących na powierzchni wzniesienia (rys. 10-6b). Dokładne obliczenie pola wtórnego jest niemożliwe, bowiem w ogólnym przypadku nie potrafimy obliczyć rozkładu prądu na powierzchni wzniesienia. Jeśli jednak wzniesienie jest nieduże, to z dostateczną dla praktyki dokładnością możemy założyć, że rozkład prądów jest taki sam jak dla ziemi płaskiej.

Jeśli antena jest umieszczona na szczycie wzniesienia (rys. 10-6c), to możemy założyć, że pole jest sumą pola promieniowanego przez podniesioną antenę oraz pola wtórnego pochodzącego od prądów płynących na powierzchni wzniesienia (rys. 10-6d). Na rys. 10-7 pokazano wpływ nieregularności terenu na charakterystykę promieniowania anteny $0{,}25\lambda$.



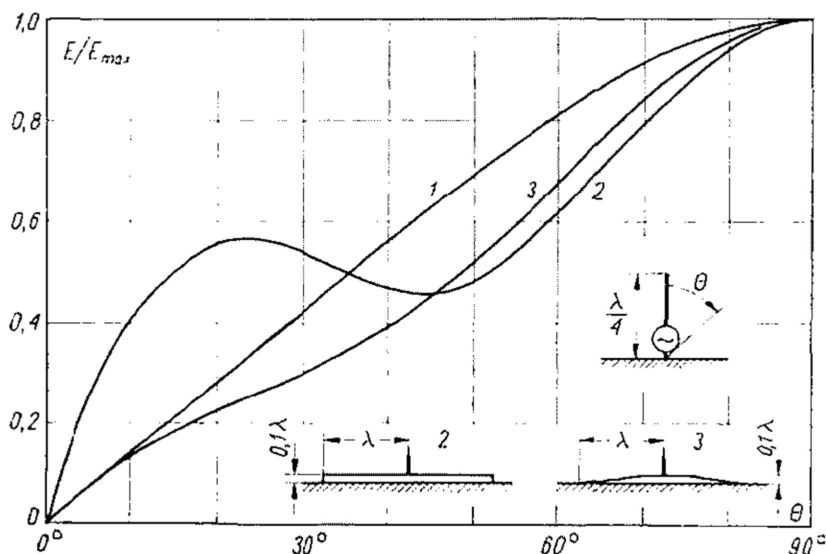
Rys. 10-5. Pionowa charakterystyka promieniowania anteny $0,55\lambda$ z uwzględnieniem wpływu skończonej konduktywności ziemi

$1 - 60\lambda_0\sigma = 900$, $2 - 60\lambda_0\sigma = 450$, $3 - 60\lambda_0\sigma = 90$; $\varepsilon_r = 10$, $a/\lambda_0 = 1,33 \cdot 10^{-4}$



Rys. 10-6. Sposób określenia wpływu nieregularności terenu na charakterystykę promieniowania anteny: a) wzniesienie w pobliżu anteny; b) przypadek a) w układzie symetrycznym; c) antena na szczycie wzniesienia; d) przypadek c) w układzie symetrycznym

Instalacja uziemiająca. W przypadku anteny niesymetrycznej zasilanej u podstawy obwód prądu zamyka się przez ziemię. Wskutek skończonej konduktywności ziemi część energii doprowadzonej do anteny traci się na ciepło, co powoduje zmniejszenie sprawności anteny. W celu zmniejszenia strat w ziemi, wokół anteny buduje się instalację uziemiającą. Składa się ona zwykle z 120 do 150 przewodników o długości 0,25λ do 0,5λ ułożonych promieniście na głębokości 40 do 60 cm. Przewody łączy się w pary, a ich końce izoluje się na długości 5 do 10 m (rys. 10-8).

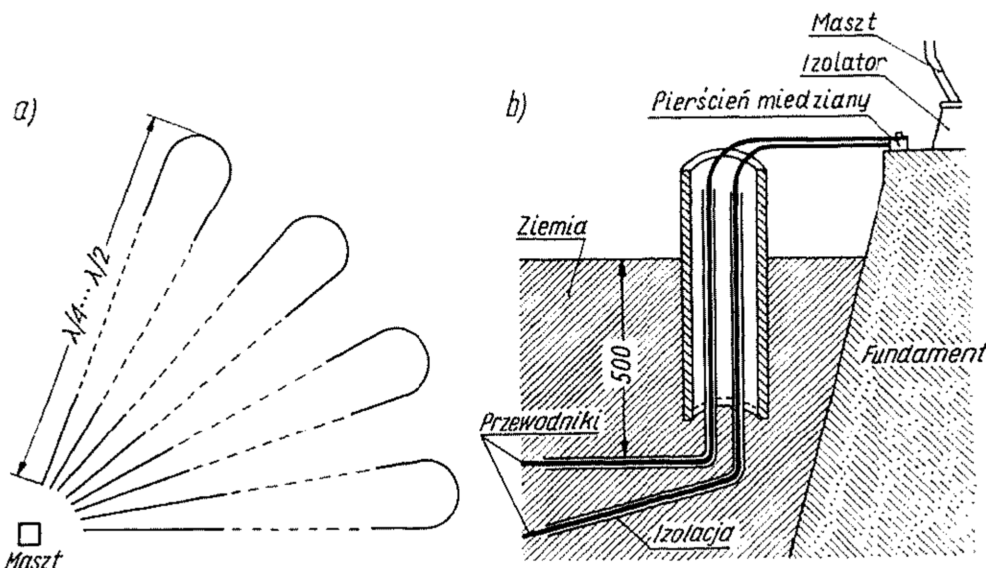


Rys. 10-7. Pionowe charakterystyki promieniowania anteny 0,25λ
1 — teren płaski; 2 — antena na szczycie płaskowzgórza o promieniu λ i wysokości 0,1λ; 3 — antena na szczycie stożkowego wzniesienia o promieniu λ i wysokości 0,1λ (według H. Page, G. B. Monteath: The vertical radiation patterns of medium-wave broadcasting aerials, Proc. IEE, 1955)

W ten sposób zapewnia się możliwość kontroli instalacji uziemiającej przez pomiar rezystancji między końcami pary (po odłączeniu od miedzianego pierścienia u podstawy masztu).

Podział lin odciągowych. Pod wpływem pola anteny w linach odciągowych indukują się prądy, które z kolei wytwarzają wtórne pole. To wtórne pole interferuje z polem pierwotnym anteny, zniekształcając jej charakterystykę promieniowania. Jednocześnie ulega pewnej zmianie impedancja wejściowa anteny. Aby zbytnio nie zniekształcać charakterystyki promieniowania anteny, pole rozpraszane przez liny odciągowe powinno być dostatecznie małe. Z tego względu liny odciągowe dzieli się za pomocą izolatorów na odcinki, których długość nie powinna przekraczać 0,25λ. Jeśli antena jest zasilana dużą mocą, napięcia w.cz. na izolatorach odciągowych osiągają znaczne wartości, co zmusza do skrócenia długości odcinków między izolatorami. Przy wysokich masztach należy jeszcze uwzględnić wpływ ładunków statycznych. Pod wpływem elektryczności atmosferycznej na izolowanych

odcinkach liny odciągowej gromadzą się ładunki elektryczne. Jeśli napięcie statyczne przekroczy wartość napięcia przeskoku dla izolatora odciągowego, to następuje wyładowanie, które w sprzyjających warunkach może być podtrzymane przez energię



Rys. 10-8. Instalacja uziemiająca: a) schemat ułożenia przewodników; b) sposób łączenia przewodników do miedzianego pierścienia u podstawy masztu

wielkiej częstotliwości. Ze względu na napięcia w.cz. i napięcia statyczne w praktyce stosuje się nierównomierne rozmieszczenie izolatorów wzdłuż odciągu, przy czym najdłuższy odcinek zwykle nie przekracza długości równej $0{,}1\lambda$.

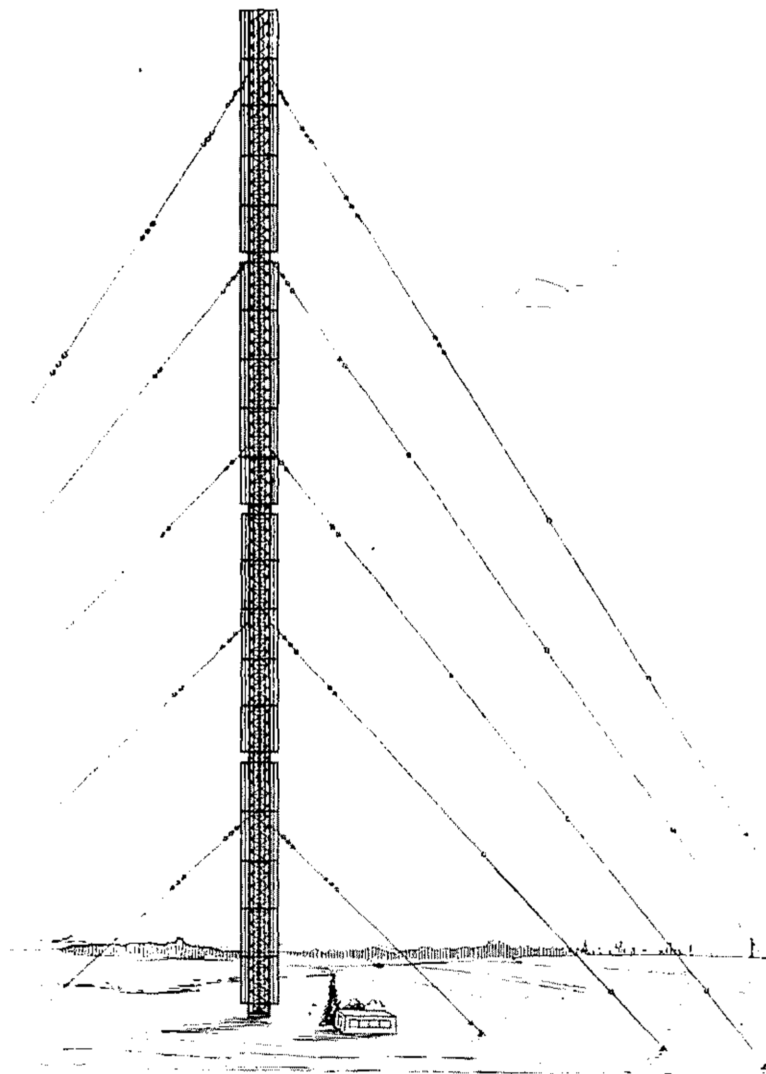
10.1.2. ANTENY Z KSZTAŁTOWANĄ CHARAKTERYSTYKĄ PROMIENIOWANIA W PŁASZCZYŹNIE PIONOWEJ

Dążenie do zwiększania zasięgu stacji średniofalowych i zmniejszenia zakłóceń wzajemnych między stacjami pracującymi na wspólnej fali wymaga stosowania anten o kształtowanej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie pionowej. W ostatnich latach opracowano kilka typów anten spełniających to wymaganie [71, 72, 73, 117].

Jako przykład anteny z kształtowaną charakterystyką promieniowania w płaszczyźnie pionowej omówimy *dwupółfalową antenę klatkową* (rys. 10-9)[1]. Dwupółfalowa antena klatkowa, którą w skrócie będziemy nazywać anteną klatkową, składa się z uziemionego, niedzielonego masztu stalowego, na którym zawieszono cztery klatki wykonane z przewodów miedzianych (rys. 10-10). Każda klatka ma długość $0{,}25\lambda$ i jest połączona galwanicznie z masztem w górnej części, a odizolowana od niego w dolnej. Klatka wraz z masztem tworzy ćwierćfalowy odcinek toru pseudowspółosiowego zwartego na końcu. Do zasilania anteny stosuje się dwa przewody współ-

[1] Patent PRL nr 62420.

osiowe prowadzone wewnątrz masztu. Żyły wewnętrzne tych przewodów łączy się wprost do dolnych pierścieni drugiej i czwartej klatki licząc od dołu. Pod względem elektrycznym dwupółfalowa antena klatkowa jest równoważna układowi dwóch dipoli półfalowych umieszczonych jeden nad drugim prostopadle do po-



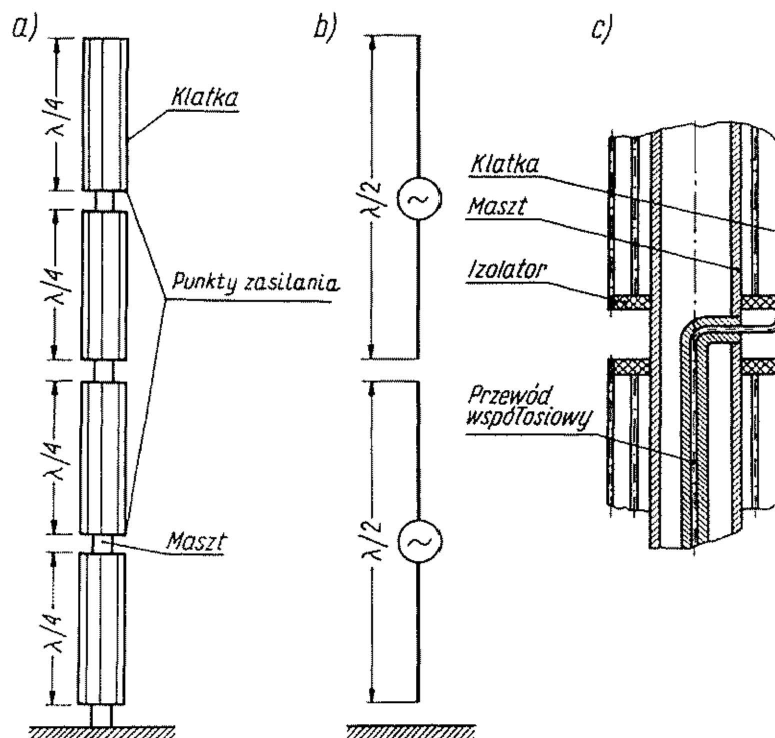
Rys. 10-9. Dwupółfalowa antena klatkowa

wierzchni ziemi. Za pomocą urządzeń dopasowujących, umieszczonych w pobliżu stopy masztu, można dowolnie ustalać stosunek prądu w górnym dipolu do prądu w dolnym dipolu ($m = I_2/I_1$). Można przy tym zmieniać zarówno amplitudę jak i fazę prądów w obu dipolach, tak że współczynnik m jest w ogólnym przypadku wielkością zespoloną. Dobierając odpowiednio stosunek prądów w obu dipolach, można w szerokich granicach kształtować pionową charakterystykę promieniowania anteny. Kilka przykładowych charakterystyk promieniowania anteny

klatkowej przedstawiono na rys. 10-11 i 10-12. Na rys. 10-11 dla porównania podano także charakterystykę promieniowania anteny 0,55λ.

Zysk energetyczny anteny klatkowej zależy od stosunku prądów w dipolach. W tabl. 10-2 dokonano porównania zysku energetycznego anteny klatkowej i anteny 0,55λ.

Ze względu na wzajemne sprzężenie dipoli, ich impedancja zależy w pewnym stopniu od stosunku prądów. Średnio można przyjąć, że jest ona równa 100Ω.



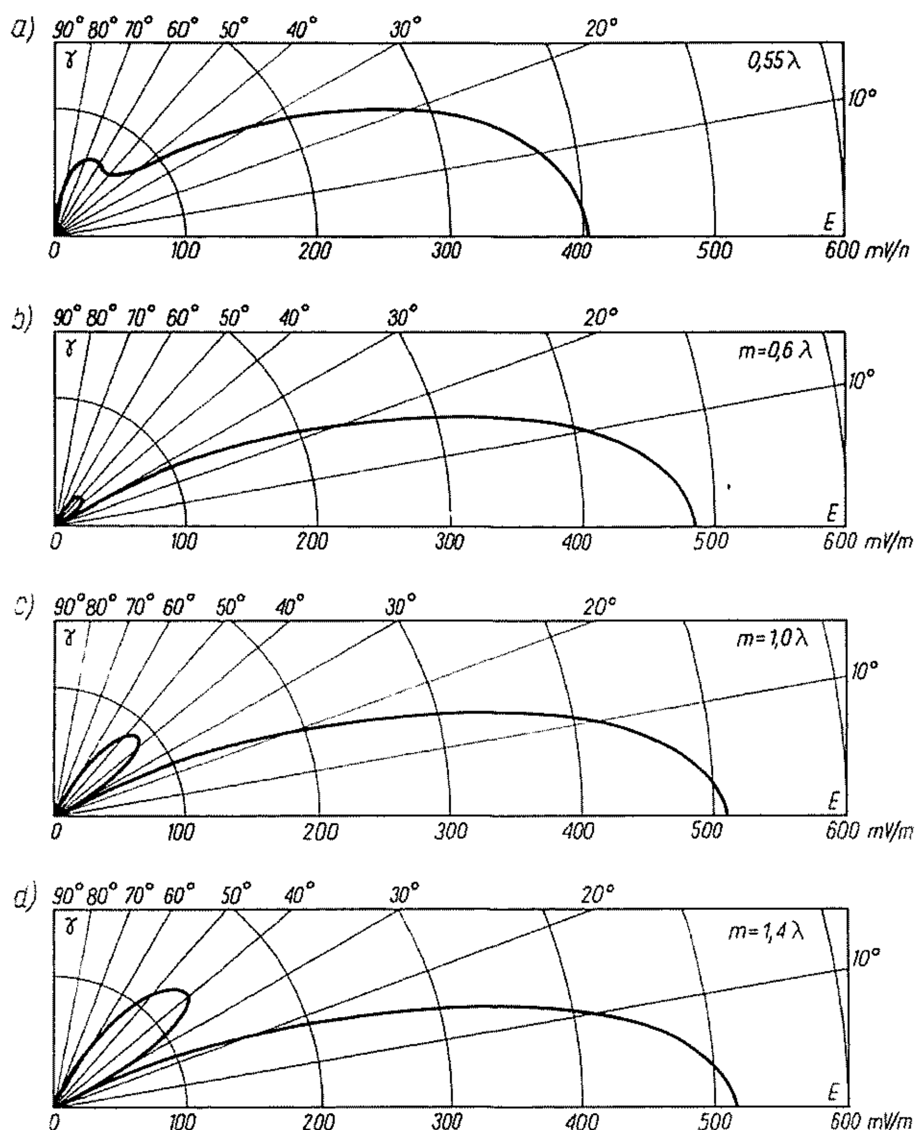
Rys. 10-10. Zasada działania dwupółfalowej anteny klatkowej: a) rozmieszczenie klatek na maszcie; b) układ zastępczy; c) schemat pobudzenia klatki (klatka jest połączona z masztem w górnej części i podparta na izolatorze w dolnej, tworząc ćwierćfalowy odcinek toru zwartego na końcu)

Antena klatkowa jest w zasadzie układem rezonansowym przystosowanym do pracy przy ustalonej częstotliwości, którą nazywamy częstotliwością własną anteny. Przy częstotliwości własnej klatka wraz z masztem tworzy ćwierćfalowy odcinek zwartego na końcu toru współosiowego. Istnieje możliwość przystosowania anteny do pracy przy częstotliwościach większych od częstotliwości własnej. Większej częstotliwości odpowiada wzrost długości elektrycznej klatki. Jeśli jednak wewnątrz klatki w odległości około 0,25λ od izolowanych końców umieści się zwieracze, to rezonansowe warunki pracy anteny zostaną zachowane.

Szeroki zakres regulacji pionowej charakterystyki promieniowania oraz korzystne właściwości impedancyjne przy jednoczesnych zaletach konstrukcyjnych (brak izolatora bazowego i izolatorów pośrednich) predysponują dwupółfalową antenę

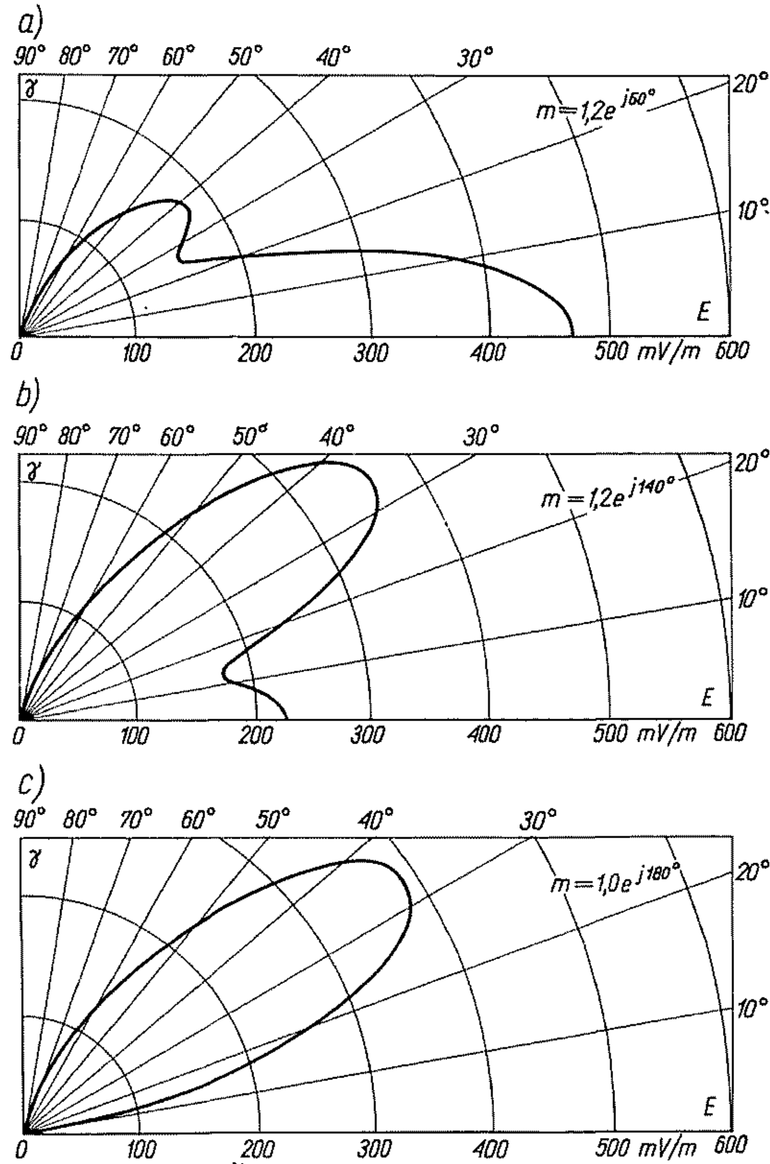
klatkową do stosowania zarówno dla stacji pracujących w sieci zsynchronizowanej, jak i dla stacji pracujących z bardzo dużą mocą na wyłącznych częstotliwościach.

W celu zobrazowania korzyści wynikających z zastosowania dwupółfalowej anteny klatkowej w tabl. 10-3 dokonano porównania zasięgu użytecznego średniofalowej stacji radiofonicznej o mocy 1000 kW pracującej na częstotliwości 1 MHz. Przyjmując graniczną wartość natężenia pola równą 60 dB (względem 1 μV/m) zasięg dzienny stacji przy zastosowaniu anteny 0,55λ wynosi 155 km dla ziemi o konduktywności $3 \cdot 10^{-3}$ S/m oraz 245 km dla ziemi o konduktywności 10^{-2} S/m. Przy



Rys. 10-11. Pionowe charakterystyki promieniowania anteny 0,55λ (a) oraz dwupółfalowej anteny klatkowej przy współfazowym pobudzeniu klatek i różnych wartościach stosunku prądów w górnym i dolnym dipolu (b, c, d). Charakterystyki podają natężenie pola wytwarzanego przez antenę w odległości 1 km od anteny przy mocy promieniowanej równej 1 kW

zastosowaniu anteny klatkowej ($m = 1{,}4$) odpowiednie zasięgi dzienne wynoszą 172 i 255 km. Zasięg nocny stacji z anteną $0{,}55\lambda$, przy założeniu współczynnika ochronnego równego 6 dB, wynosi 97 km dla ziemi o konduktywności $3 \cdot 10^{-3}$ S/m



Rys. 10-12. Przykłady pionowych charakterystyk promieniowania dwupółfalowej anteny klatkowej przy niewspółfazowym pobudzeniu klatek

i 153 km dla ziemi o konduktywności 10^{-2} S/m. Zastosowanie anteny klatkowej ($m = 0{,}6$) powoduje zwiększenie zasięgu odpowiednio do 142 i 250 km. Dla ziemi o konduktywności 10^{-2} S/m strefa interferencji dla założonego współczynnika protekcji, w ogóle nie występuje, a granica zasięgu nocnego jest określona tłumieniem fali powierzchniowej.

Tablica 10-2

Porównanie zysku energetycznego anteny 0,55λ i anteny klatkowej

Rodzaj anteny		Kierunkowość	Zysk energetyczny w odniesieniu do anteny krótkiej zasilanej względem ziemi [W/W]	Zysk energetyczny w odniesieniu do anteny krótkiej zasilanej względem ziemi [dB]	Zysk energetyczny w odniesieniu do anteny 0,55λ zasilanej względem ziemi [W/W]	Zysk energetyczny w odniesieniu do anteny 0,55λ zasilanej względem ziemi [dB]
Pionowa 0,55λ		5,44	1,81	2,57	1,00	0
Dwupółfalowa klatkowa	$m = 0,6$	8,02	2,67	4,26	1,47	1,68
	$m = 1,0$	8,77	2,92	4,66	1,61	2,06
	$m = 1,4$	8,96	2,99	4,76	1,65	2,17
	$m = 1,2e^{j60°}$	7,46	2,49	3,96	1,37	1,36
	$m = 1,2e^{j140°}$	4,32	1,44	1,58	0,80	−0,97
	$m = 1,3e^{j180°}$	5,06	1,69	2,26	0,93	−0,32

Tablica 10-3

Zasięgi stacji o mocy 1 MW pracującej na częstotliwości 1 MHZ w zależności od rodzaju użytej anteny

Rodzaj anteny		Zasięg [km] (graniczna wartość natężenia pola 60 dB) dzienny, $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$ S/m	dzienny, $\sigma = 10^{-2}$ S/m	nocny (współczynnik ochronny 6 dB), $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$ S/m	nocny (współczynnik ochronny 6 dB), $\sigma = 10^{-2}$ S/m
Pionowa 0,55λ		155	243	97	153
Dwupółfalowa klatkowa	$m = 1,4$	172	255		
	$m = 0,6$			142	250
Procentowy wzrost obsługiwanego obszaru przy zastosowaniu anteny klatkowej		23	10	115	165

10.2. RADIOKOMUNIKACYJNE I RADIOFONICZNE ANTENY KRÓTKOFALOWE

O warunkach pracy toru radiowego decyduje stosunek mocy sygnału do mocy szumów na wejściu odbiornika. Moc użyteczna doprowadzona do wejścia odbiornika wyraża się zależnością

$$P_{odb} = \left(\frac{\lambda W}{4\pi r}\right)^2 P_N G_N G_O \tag{10-6}$$

w której:

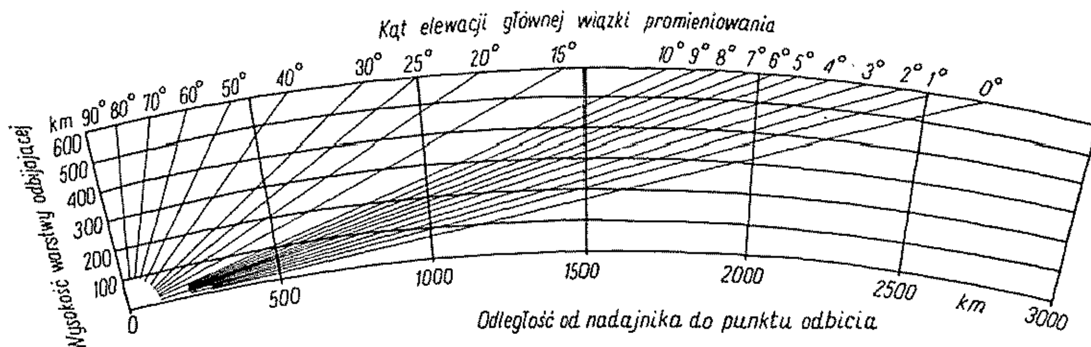
r — odległość od anteny nadawczej do anteny odbiorczej;

W — współczynnik osłabienia zależny od sposobu propagacji;

P_N — moc promieniowana przez antenę nadawczą;

G_N i G_O — zyski energetyczne anten: nadawczej i odbiorczej, odniesione do anteny izotropowej.

Z zależności (10-6) wynika, że o mocy doprowadzonej do odbiornika w równym stopniu decydują: moc nadajnika oraz zyski energetyczne obu anten. W zakresie fal



Rys. 10-13. Zależność kąta elewacji głównej wiązki promieniowania od długości trasy (według CCIR Handbook on High — Frequency Directional Antennae, ITU, Geneva 1966)

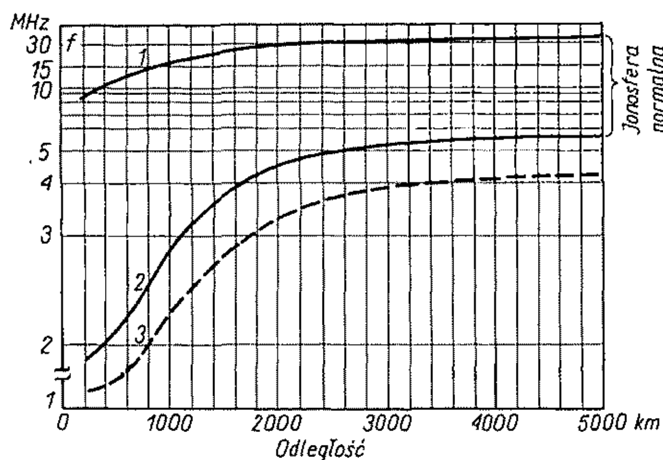
krótkich opłaca się więc stosować anteny o dużych zyskach energetycznych zarówno po stronie nadawczej jak i odbiorczej [158, 159]. Stosowanie anten o ostrej charakterystyce promieniowania wymaga jednak właściwego ustalenia kierunków maksymalnego promieniowania.

Na ogół fale radiowe rozchodzą się od anteny nadawczej do anteny odbiorczej w płaszczyznach wielkich kół, tak że teoretyczną wartość azymutu, pod którym należy skierować główną wiązkę promieniowania w płaszczyźnie poziomej, łatwo określić korzystając z siatki ortodrom. Dalekosiężna łączność w zakresie fal krótkich odbywa się wyłącznie na fali jonosferycznej (p. 16.4). Kąt elewacji, pod którym należy wypromieniować maksimum energii, można wyznaczyć z wykresu przedstawionego na rys. 10-13, znając wysokość warstwy odbijającej oraz długość trasy.

Szerokość głównej wiązki promieniowania w płaszczyźnie poziomej dla anteny nadawczej zależy od tego, czy mamy do czynienia z anteną radiofoniczną czy

też radiokomunikacyjną. W pierwszym przypadku stosuje się wiązki o szerokości ok. 30°, a nawet 60°; w drugim przypadku szerokość głównej wiązki promieniowania może być znacznie mniejsza.

W przypadku anteny odbiorczej trzeba wziąć pod uwagę, że pole w miejscu odbioru jest sumą wielu wiązek fal przychodzących pod różnymi kątami, przy czym wskutek ciągłych wahań wysokości i nachylenia warstw jonosferycznych kierunki nadchodzenia fal ulegają ciągłym zmianom. Kąty nadchodzenia mierzone w płaszczyźnie pionowej wahają się w granicach od 5 do 30° i są przeważnie większe niż obliczone teoretycznie. Kąty nadchodzenia fali w płaszczyźnie poziomej również wykazują stałe wahania wokół ortodromy o wartości średniej równej ±4°[1]).



Rys. 10-14. Wymagane zakresy częstotliwości dla radiokomunikacji krótkofalowej (według CCIR Handbook on High — Frequency Directional Antennae, ITU, Geneva 1966)
1 — największa częstotliwość odbierana latem, w ciągu dnia, podczas maksymalnej aktywności słonecznej; *2* — największa częstotliwość odbierana zimą, w ciągu nocy, podczas najmniejszej aktywności słonecznej; *3* — największa częstotliwość odbierana zimą, w ciągu nocy, podczas najmniejszej aktywności słonecznej i w czasie zaburzeń jonosferycznych

Z tych powodów charakterystyka promieniowania odbiorczej anteny krótkofalowej nie może być zbyt ostra.

Przy wyborze typu anteny dla radiokomunikacji krótkofalowej należy także brać pod uwagę zakres częstotliwości niezbędny do zapewnienia nieprzerwanej łączności przez 24 godziny na dobę w ciągu całego roku (p. 16.4.4). Na rys. 10-14 przedstawiono największe częstotliwości odbierane przez 24 godziny na dobę latem i zimą przy maksymalnej i minimalnej aktywności słonecznej. Wykresy zostały sporządzone dla 56° szerokości geograficznej północnej [7].

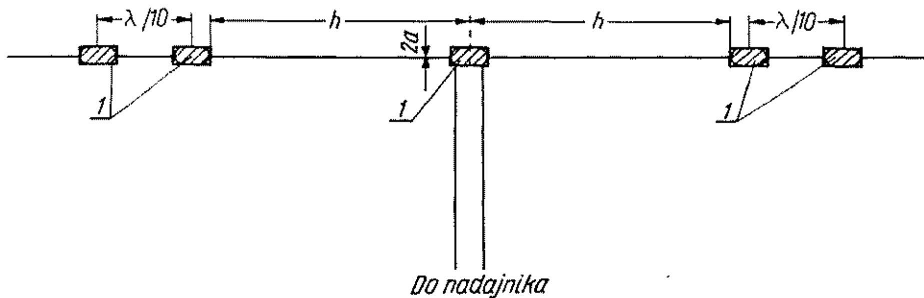
Istotną sprawą są również względy ekonomiczne. Koszt wykonania anteny wzrasta w przybliżeniu proporcjonalnie do jej długości oraz szerokości i do kwadratu jej

[1]) Wartość średnia dla spokojnej jonosfery. Podczas burz jonosferycznych wahania te mogą wzrastać nawet do ±20°.

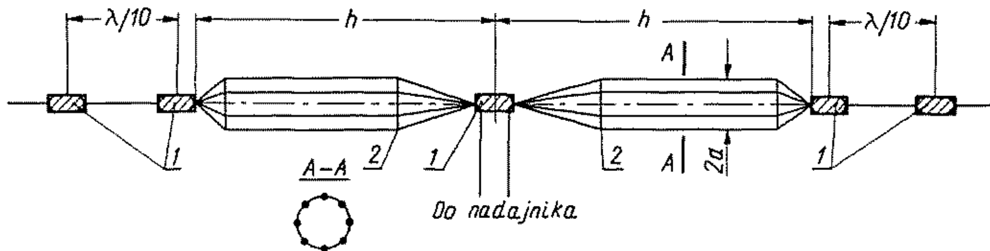
wysokości. Z drugiej strony kierunkowość anteny zależy od objętości przestrzeni zajętej przez antenę[1]), przy czym stopień wykorzystania tej objętości zależy od typu anteny [166]. Główna wiązka promieniowania zawęża się w płaszczyźnie poziomej przy wzroście szerokości anteny. Zmniejszenie szerokości wiązki w płaszczyźnie pionowej wymaga zwiększenia wysokości lub długości anteny. Innymi słowy, antena jest tym droższa, im ma większą kierunkowość oraz mniejszy kąt elewacji kierunku maksymalnego promieniowania.

10.2.1. DIPOL POZIOMY

Dipol poziomy jest najprostszą anteną krótkofalową. Wykonuje się go z pojedynczego przewodu (rys. 10-15) lub z szeregu przewodów ułożonych na pobocznicy cylindra (rys. 10-16). Przyjęło się [1] oznaczanie dipola poziomego lite-



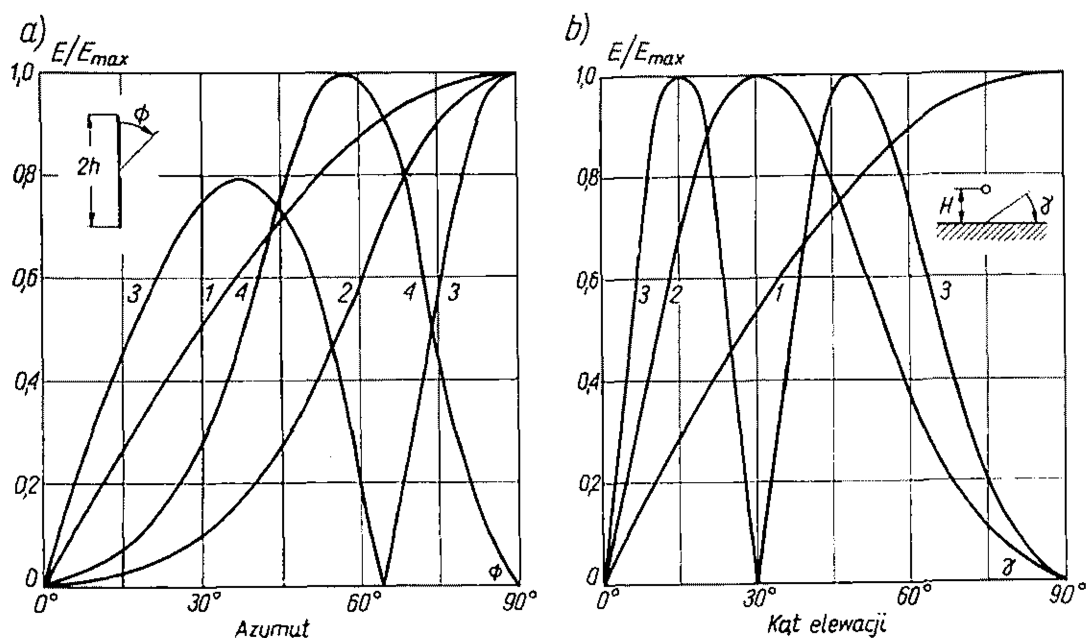
Rys. 10-15. Dipol poziomy (DH) wykonany z pojedynczego przewodu
1 — izolator prętowy



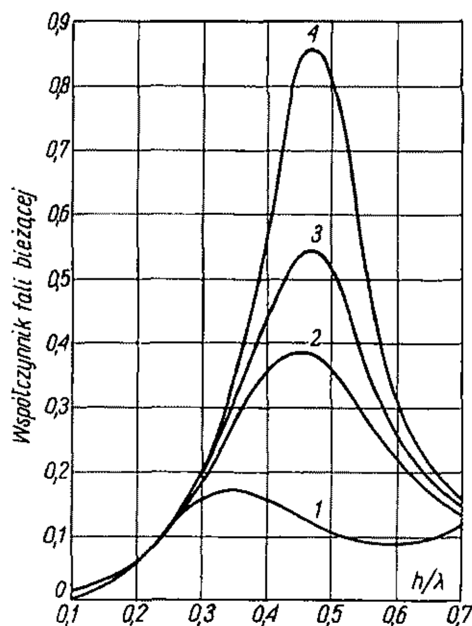
Rys. 10-16. Dipol poziomy o zmniejszonej impedancji falowej (DHZ)
1 — izolator; *2* — pierścień

rami DH. *Dipol o zmniejszonej impedancji falowej* wykonany z szeregu przewodów i przeznaczony do wykorzystania w szerokim zakresie częstotliwości oznaczono literami DHZ. Dla określenia wysokości zawieszenia i długości ramienia dipola do literowych oznaczeń dodaje się ułamek, którego licznik podaje długość ramienia h, a mianownik — wysokość zawieszenia H. Na przykład symbol DH $\frac{10}{15}$ oznacza dipol poziomy o długości ramienia 10 m i wysokości zawieszenia 15 m.

[1]) Stwierdzenie to nie dotyczy tzw. anten superkierunkowych.



Rys. 10-17. Charakterystyki promieniowania dipola poziomego: a) w płaszczyźnie poziomej *1* — $h \ll \lambda$; *2* — $h = 0{,}5\lambda$; *3* — $h = 0{,}7\lambda$; *4* — $h = 1{,}0\lambda$; b) w płaszczyźnie pionowej: *1* — $H = 0{,}1\lambda$; *2* — $H = 0{,}5\lambda$; *3* — $H = 1{,}0\lambda$

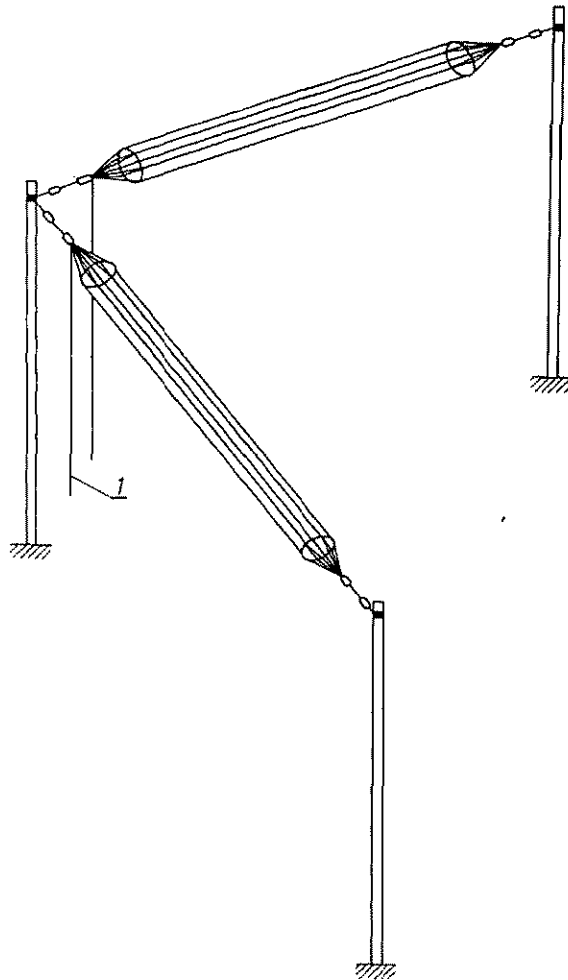


Rys. 10-18. Zależność współczynnika fali bieżącej w torze zasilającym dipol poziomy (impedancja falowa toru — 600 Ω) od stosunku h/λ (według G. Z. Ajzenberg: Anteny krótkofalowe, WNT, Warszawa 1966)
1 — dipol z pojedynczego przewodu, impedancja falowa — 1000 Ω; *2*, *3*, *4* — dipole o zmniejszonej impedancji falowej — 560; 460; 340 Ω

Dipol poziomy jest anteną liniową, tak że do określenia jego właściwości stosujemy teorie opisane w rozdz. 3. Charakterystyka promieniowania dipola nad ziemią idealną wyraża się więc następującą zależnością:

$$f(\Theta, \Phi) = \frac{\cos(kh\cos\Theta\cos\Phi) - \cos kh}{\sqrt{1-\sin^2\Theta\cos^2\Phi}} \sin(kH\cos\Theta) \quad (10\text{-}7)$$

Na rysunku 10-17 przedstawiono kilka charakterystyk promieniowania dipola poziomego dla różnych długości dipola h/λ i różnych wysokości zawieszenia H/λ.



Rys. 10-19. Antena kwadrantowa
1 — tor przesyłowy

Impedancję wejściową dipola poziomego można obliczyć ze wzorów (3-36) i (3-73). Impedancja wejściowa dipola decyduje o współczynniku fali bieżącej (odwrotność WFS) w torze zasilającym antenę. Do zasilania dipola poziomego stosuje się zwykle tor dwuprzewodowy o impedancji falowej 600Ω. Na rys. 10-18 pokazano

zależność współczynnika fali stojącej w torze zasilającym dipol poziomy od stosunku h/λ.

Dipol poziomy stosuje się jako samodzielną antenę zarówno do nadawania jak i odbioru w liniach radiokomunikacyjnych o małym i średnim zasięgu. Do połączeń dalekosiężnych oraz w przypadku złych warunków odbioru stosuje się układy antenowe zbudowane z dipoli poziomych.

Zakres częstotliwości, w którym można stosować dipol poziomy, zależy od właściwości kierunkowych w płaszczyźnie poziomej oraz od przebiegu współczynnika fali bieżącej w torze zasilającym. Z podanych na rys. 10-17a charakterystyk promieniowania w płaszczyźnie poziomej wynika, że dla fal dłuższych od około $1{,}4h$ kierunek maksymalnego promieniowania pozostaje prostopadły do osi dipola. Z tego względu falę o długości $1{,}4h$ uważamy za najkrótszą falę roboczą. Ze względu na konieczność zapewnienia odpowiedniego dopasowania do toru zasilającego zakres fal roboczych ogranicza się do fal nie dłuższych niż $(3...6)h$.

W przypadku pracy na ustalonej fali dopasowanie anteny do toru zasilającego wykonujemy za pomocą specjalnych urządzeń; możemy wówczas stosować dipol wykonany z pojedynczego przewodu. Przy pracy w szerokim zakresie częstotliwości stosujemy dipole o zmniejszonej impedancji falowej.

W pewnych przypadkach zachodzi potrzeba stosowania anten o dookólnej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie poziomej. Używamy wówczas *anteny kwadrantowej,* która powstaje z dipola poziomego przez ustawienie jego ramion pod kątem 90° (rys. 10-19).

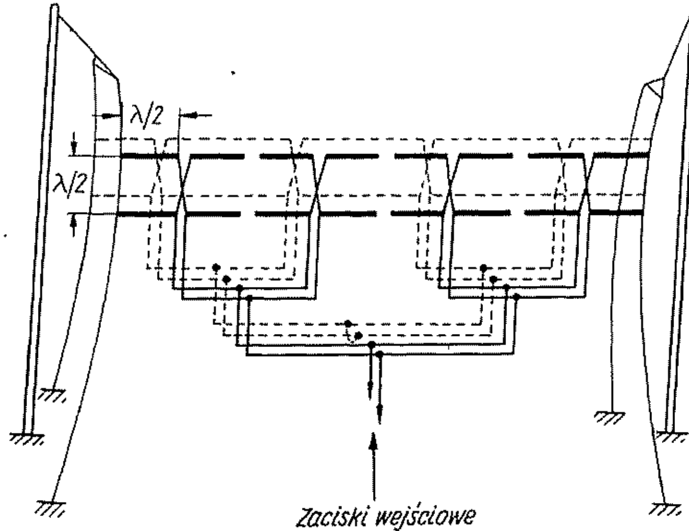
10.2.2. ANTENY ŚCIANOWE

W celu uzyskania dużego zysku energetycznego w zakresie fal krótkich buduje się *anteny ścianowe*. Anteny tego typu składają się z pewnej liczby poziomych dipoli całofalowych ułożonych w szeregi i piętra tworzące ścianę. Przy współfazowym zasilaniu dipoli antena ma dwa kierunki maksymalnego promieniowania prostopadłe do płaszczyzny ściany. Do uzyskania charakterystyki jednokierunkowej stosuje się reflektor rezonansowy bądź aperiodyczny. *Reflektor rezonansowy* tworzy identyczna ściana dipoli umieszczona w odległości $\lambda/4$ za ścianą promieniującą (rys. 10-20). Dipole tworzące reflektor nie są połączone z nadajnikiem, działają więc jako elementy bierne. Reflektor jest wyposażony w układ umożliwiający dobranie właściwej fazy prądów w dipolach, aby zapewnić minimalne promieniowanie wsteczne. Tłumienie promieniowania wstecznego dochodzi do 20...30 dB, natomiast maksymalny wzrost zysku energetycznego spowodowany zastosowaniem reflektora wynosi 3 dB.

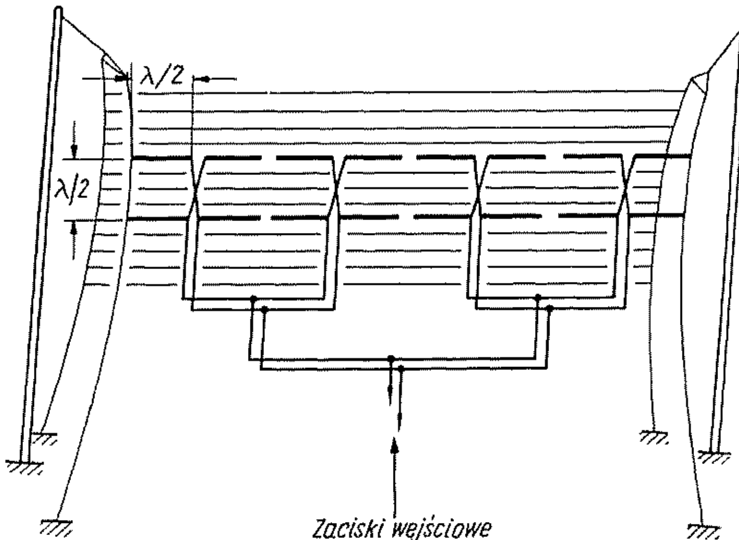
Reflektor aperiodyczny jest utworzony przez sieć równoległych przewodów umieszczoną w odległości $\lambda/4$ za ścianą dipoli (rys. 10-21).

Anteny ścianowe oznacza się symbolem AWH$\frac{m}{n}$ (antena współfazowa pozioma), przy czym m jest liczbą pięter, a n — liczbą dipoli półfalowych w każdym

piętrze. Jeśli antena jest wyposażona w reflektor, to do podanego oznaczenia dodajemy litery Rn w przypadku reflektora rezonansowego lub Ra w przypadku reflektora aperiodycznego. Na przykład antenę pokazaną na rys. 10-20 oznaczamy symbolem AWH $\frac{2}{8}$ Rn.



Rys. 10-20. Antena ścianowa z reflektorem rezonansowym



Rys. 10-21. Antena ścianowa z reflektorem aperiodycznym

Charakterystyka promieniowania anteny ścianowej z reflektorem aperiodycznym umieszczonym w odległości b za dipolami wyraża się następującymi zależnościami[1]: w płaszczyźnie E

[1] Zależności (10-8) zostały wyprowadzone przy założeniu idealnej ziemi oraz nieskończenie rozległego, doskonale przewodzącego reflektora.

$$f(\Phi) = \frac{\cos\left(\frac{2}{\pi}\sin\Phi\right)}{\cos\Phi}\sin(kb\cos\Phi)\sum_{i=1}^{n/2} A_i\cos\left[\frac{\pi}{2}(2i-1)\sin\Phi\right] \tag{10-8a}$$

w płaszczyźnie **H**

$$f(\gamma) = \frac{\sin\left(m\frac{\pi}{2}\sin\gamma\right)}{m\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\gamma\right)}\sin(kb\cos\gamma)\sin(kH_{śr}\sin\gamma) \tag{10-8b}$$

przy czym:

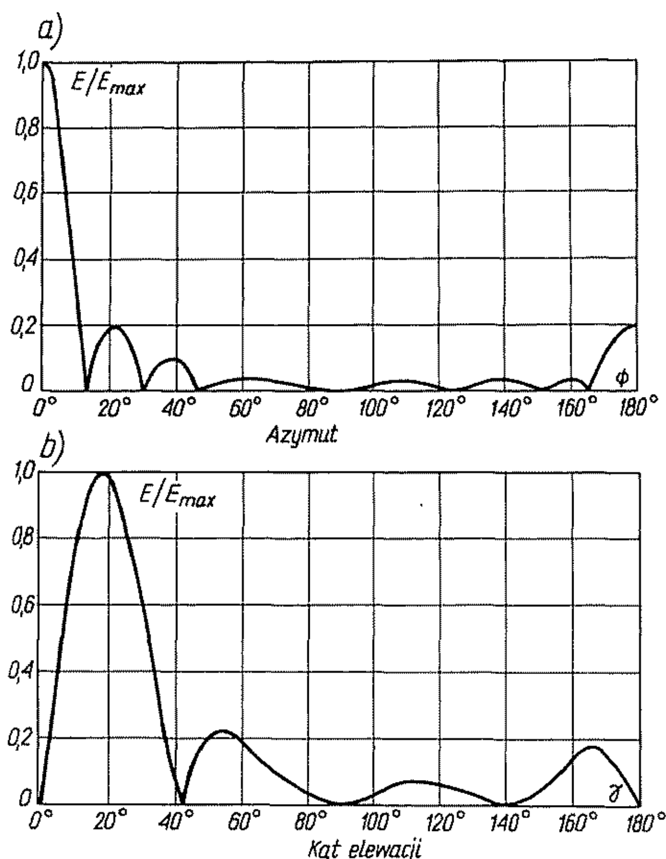
Φ — kąt azymutalny mierzony od normalnej do płaszczyzny anteny;

γ — kąt elewacji;

$H_{śr}$ — wysokość środka anteny nad ziemią;

A_i — amplituda prądu w i-tej parze dipoli.

Przykładowo na rys. 10-22 pokazano charakterystyki promieniowania anteny AWH $\frac{2}{8}$ Ra. Dwukrotne zwiększenie liczby dipoli w rzędzie powoduje w przybliżeniu



Rys. 10-22. Charakterystyka promieniowania anteny AWH $\frac{2}{8}$ Ra: a) w płaszczyźnie poziomej; b) w płaszczyźnie pionowej; wysokość zawieszenia dolnego piętra $\lambda/2$ (według G. Z. Ajzenberg: Anteny krótkofalowe, WNT, Warszawa 1966)

dwukrotne zmniejszenie szerokości głównej wiązki promieniowania w płaszczyźnie poziomej. W podobny sposób zmienia się szerokość głównej wiązki promieniowania w płaszczyźnie pionowej przy zwiększaniu liczby pięter. W tabl. 10-4 podano wartości kierunkowości, zysku energetycznego względem dipola półfalowego oraz kąta elewacji kierunku maksymalnego promieniowania dla różnych wariantów wykonania anteny ścianowej [1].

Równomierne pobudzenie wszystkich dipoli zapewnia maksymalną kierunkowość, ale jednocześnie poziom listków bocznych jest dość duży (około −13 dB). W wielu

Tablica 10-4

Kierunkowość, zysk energetyczny względem dipola półfalowego oraz kąt elewacji kierunku maksymalnego promieniowania dla różnych wariantów wykonania anteny ścianowej

Wariant anteny	Wysokość zawieszenia dolnego piętra	Kierunkowość D	Zysk energetyczny $G_{\lambda/2}$	Kąt elewacji kierunku maksymalnego promieniowania γ_{max}
AWH $\frac{1}{2}$ Ra	$0{,}5\lambda$	23	14	13°
AWH $\frac{1}{2}$ Ra	$0{,}75\lambda$	23	14	18°
AWH $\frac{1}{4}$ Ra	$0{,}5\lambda$	43	26	30°
AWH $\frac{1}{4}$ Ra	$0{,}75\lambda$	43	26	18°
AWH $\frac{2}{2}$ Ra	$0{,}5\lambda$	35	21	17°
AWH $\frac{2}{2}$ Ra	$0{,}75\lambda$	35	21	14°
AWH $\frac{2}{4}$ Ra	$0{,}5\lambda$	60	37	17°
AWH $\frac{2}{4}$ Ra	$0{,}75\lambda$	60	37	14°
AWH $\frac{2}{8}$ Ra	$0{,}5\lambda$	116	71	17°
AWH $\frac{2}{8}$ Ra	$0{,}75\lambda$	116	71	14°
AWH $\frac{4}{4}$ Ra	$0{,}5\lambda$	130	80	9°
AWH $\frac{4}{8}$ Ra	$0{,}5\lambda$	262	160	9°

przypadkach jest pożądane zmniejszenie poziomu listków bocznych. Można to uzyskać przez nierównomierne pobudzenie dipoli (p. 2.5.3). W tabl. 10-5 podano rozkład amplitud prądów w poszczególnych dipolach zapewniający zadany poziom listków bocznych [7]. Trzeba pamiętać jednak, że zmniejszenie poziomu listków bocznych odbywa się kosztem poszerzenia charakterystyki promieniowania oraz zmniejszenia zysku energetycznego.

Anteny ścianowe w opisanym wykonaniu są antenami wąskopasmowymi. Szerokość pasma roboczego anteny dwupiętrowej wynosi $(0,9...1,2)\lambda_0$, a czteropiętrowej $(0,95...1,08)\lambda_0$, przy czym λ_0 oznacza nominalną roboczą długość fali. Główną

Tablica 10-5

Rozkład amplitud prądów w dipolach, zapewniający zadany poziom listków

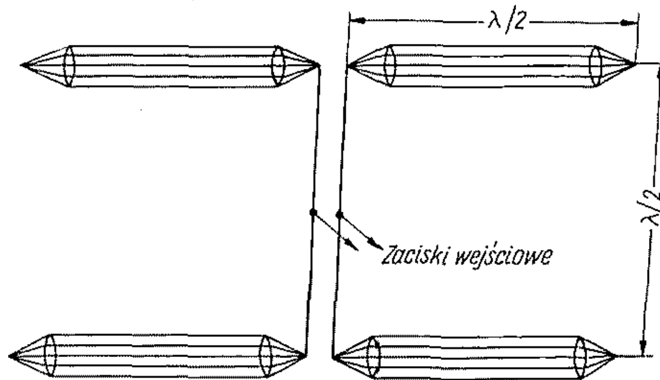
(wg Dolpha-Czebyszewa)

Liczba dipoli w rzędzie	Względne amplitudy prądów w dipolach dla poziomu listków bocznych		
	−18 dB	−24 dB	−30 dB
4	1,00 0,63	1,00 0,50	
6	1,00 0,80 0,63	1,00 0,74 0,41	1,00 0,68 0,30
8	1,00 0,89 0,69 0,70	1,00 0,85 0,60 0,41	1,00 0,81 0,52 0,26

przyczyną uniemożliwiającą wykorzystanie anten AWH w szerszym zakresie częstotliwości jest naruszenie równości amplitud i faz prądów w poszczególnych piętrach anteny, wskutek czego następuje zniekształcenie pionowej charakterystyki promieniowania i zmniejszenie zysku energetycznego anteny. Jeśli jednak zasilanie dipoli wykona się w sposób przedstawiony schematycznie na rys. 10-23, to długość drogi elektrycznej od zacisków wejściowych anteny do wszystkich dipoli jest jednakowa. Dzięki temu można zachować współfazowość pobudzenia wszystkich dipoli niezależnie od częstotliwości, tak że o szerokości pasma roboczego anteny będzie decydował częstotliwościowy przebieg impedancji wejściowej dipoli. Stosując dipole o zmniejszonej impedancji falowej i aperiodyczny reflektor można uzyskać szerokość pasma roboczego w granicach $(0,75...2)\lambda_0$. Tego typu anteny ścianowe oznaczamy symbolem AWHZ.

W antenach ścianowych zawierających dwa i więcej dipoli w rzędzie można zmieniać kierunek maksymalnego promieniowania w płaszczyźnie poziomej przez

wprowadzenie odpowiednio dobranych przesunięć fazowych w zasilaniu dipoli. W praktyce stosuje się zmiany kierunku maksymalnego promieniowania w granicach ±12° od normalnej do płaszczyzny anteny. W antenach ścianowych z reflektorem strojonym istnieje możliwość odwrócenia kierunku maksymalnego promieniowania przez podłączenie nadajnika do reflektora [108].



Rys. 10-23. Sposób zasilania dipoli w szerokopasmowej antenie ścianowej

10.2.3. ANTENY ROMBOWE

Anteny rombowe są najczęściej stosowanymi antenami dla radiokomunikacji na średnie i duże odległości. Anteny te odznaczają się dużą stałością właściwości kierunkowych i impedancji wejściowej w szerokim zakresie częstotliwości (p. 5.2), co bardzo upraszcza ich eksploatację; są one przy tym niezbyt kosztowne.

W punkcie 5.2 podano metodę doboru optymalnych rozmiarów anteny rombowej zależnie od długości fali roboczej i kąta elewacji kierunku maksymalnego promieniowania. Uzyskane w tej drodze rozmiary anteny są jednak bardzo duże, tak że antena optymalna jest kosztownym urządzeniem. Obliczenia przeprowadzone dla różnych kątów nadejścia fali i dla różnych zakresów częstotliwości wykazują, że zmiany charakterystyki promieniowania przebiegają dość łagodnie. Dzięki temu godząc się z pewnym zmniejszeniem zysku energetycznego można zmniejszyć wymiary rombu i wysokość zawieszenia anteny. Dotychczasowe doświadczenia w zakresie pracy z antenami rombowymi doprowadziły do pewnej standaryzacji i zależnie od długości trasy linii radiokomunikacyjnej zaleca się stosowanie anten o wymiarach podanych w tabl. 10-6.

Jedną z zasadniczych wad anten rombowych jest występowanie silnie zaakcentowanych listków bocznych przede wszystkim w sektorach 30...60° po obu stronach kierunku maksymalnego promieniowania. Z tego względu przy użyciu rombu jako anteny odbiorczej poprawa stosunku mocy sygnału użytecznego do mocy zakłóceń nie zawsze jest dostateczna. W przypadku zastosowania anteny rombowej do nadawania powoduje się niepotrzebny wzrost poziomu sygnałów zakłócających.

Jednym ze sposobów zmniejszenia poziomu listków bocznych jest zastosowanie podwójnej anteny rombowej (rys. 10-24). Składa się ona z dwóch równoległych rombów przesuniętych względem siebie na odległość b. Zgodnie z zasadą przemnażania charakterystyk, charakterystyka promieniowania podwójnej anteny rombowej

Tablica 10-6

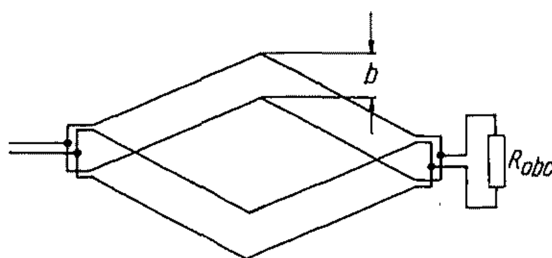
Zalecane wymiary anten rombowych

Długość trasy [km]	Połowa kąta rozwartego rombu Ψ	Długość boku l/λ_0	Wysokość zawieszenia H/λ_0
400... 600	45°	1,0	0,35
600...1500	57°	1,7	0,50
1500...3000	65°	2,8	0,60
3000...5000	65°	4,0	1,00
Powyżej 5000	70°	6,0	1,25

jest iloczynem charakterystyki promieniowania pojedynczego rombu $F_1(\Theta, \Phi)$ oraz mnożnika układu

$$F_2(\Theta, \Phi) = F_1(\Theta, \Phi)\cos\left(\frac{kb}{2}\sin\Theta\sin\Phi\right) \tag{10-9}$$

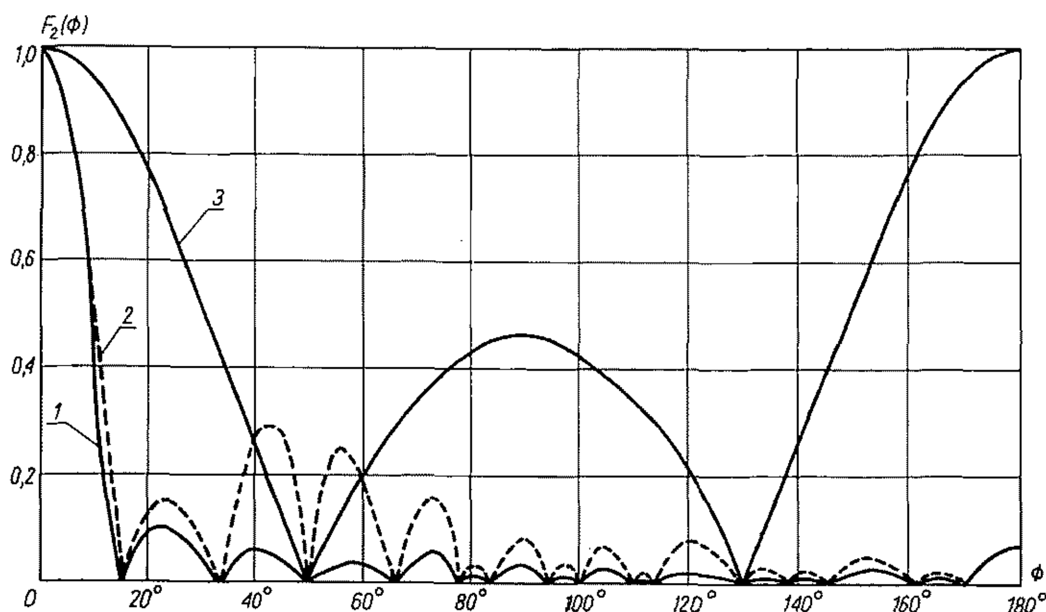
Dobierając odległość b tak, aby w obrębie szkodliwych listków bocznych mnożnik układu przyjmował małe wartości, można znacznie poprawić kształt



Rys. 10-24. Podwójna antena rombowa

charakterystyki promieniowania anteny (rys. 10-25). Kierunkowość podwójnej anteny rombowej jest 1,5...2 razy większa od kierunkowości anteny pojedynczej.

Pojedynczą antenę rombową oznaczamy symbolem ARH $\frac{\Psi}{a}$ b, w którym: Ψ — połowa kąta rozwartego rombu; a i b — długość boku i wysokość zawieszenia wyrażone w długościach fali (nominalnej). Dla oznaczenia podwójnej anteny rombowej po literze H piszemy dwójkę.



Rys. 10-25. Przykład charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej podwójnej anteny rombowej ($\lambda = \lambda_0$)

1 — ARH2 $\frac{65}{4}$ 1; *2* — ARH $\frac{65}{4}$ 1; *3* — $\cos\left(\frac{kb}{2}\sin\Phi\right)$ ($b = 0{,}653\lambda_0$)

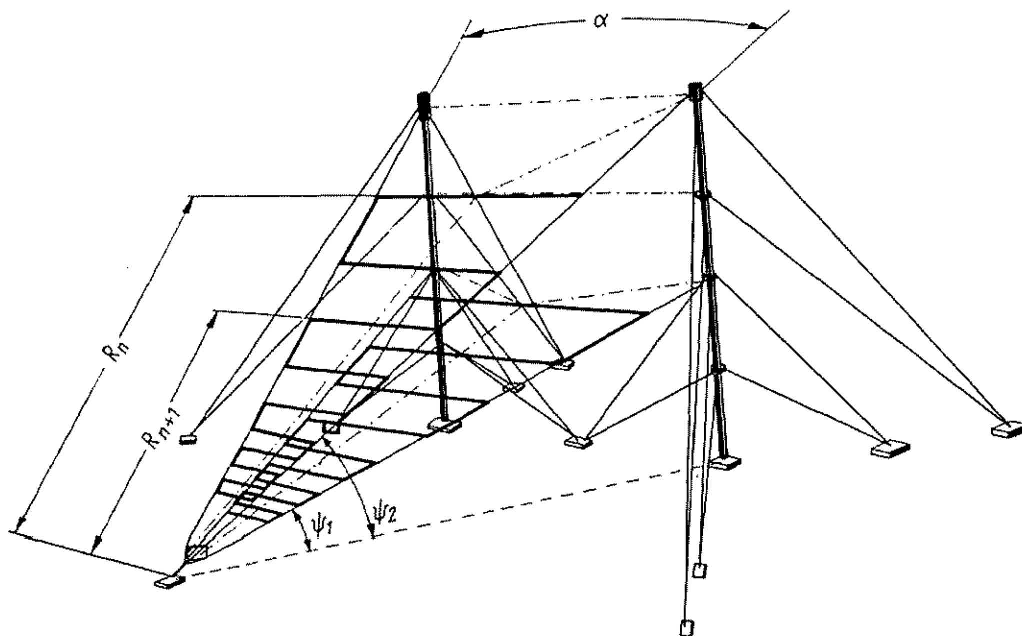
10.2.4. ANTENY LOGARYTMICZNIE-PERIODYCZNE

Anteny logarytmicznie-periodyczne, których teorię poznaliśmy w p. 9.2, zapewniają stałość charakterystyki promieniowania oraz impedancji wejściowej w bardzo szerokim zakresie częstotliwości, dochodzącym do 10 : 1. Z tego względu anteny te są chętnie wykorzystywane w radiofonii krótkofalowej, w której wymaga się napromieniowania określonej powierzchni w całym roboczym zakresie częstotliwości. Stosunkowo duża szerokość głównej wiązki promieniowania ogranicza nieco zastosowanie anten logarytmicznie-periodycznych w radiokomunikacji między określonymi punktami [74].

W tym celu, by pod wpływem ziemi charakterystyka promieniowania anteny nie zmieniała się z częstotliwością, antenę należy umieścić na przykład tak, jak to przedstawiono na rys. 10-26. Przy wzroście częstotliwości środek fazowy anteny przesuwa się w kierunku punktów zasilania, tak że jego wysokość nad ziemią mierzona w długościach fali jest stała. Przykłady charakterystyk promieniowania dwuelementowej anteny logarytmicznie-periodycznej nachylonej względem ziemi przedstawiono na rys. 10-27 [7]. Charakterystyki te są w przybliżeniu stałe w zakresie częstotliwości 10 : 1. Charakterystyka przedstawiona na rys. 10-27a jest odpowiednia dla łączności na odległości 200...800 km. Na rys. 10-27b podano charakterystykę odpowiednią dla łączności na trasach o długości 800...1600 km, a na rys. 10-27c — dla tras o długości 1350...2500 km. Pierwszej charakterystyce odpowiada zysk

energetyczny w stosunku do dipola półfalowego w swobodnej przestrzeni równy ok. 8,9 dB, drugiej — ok. 12 dB, a trzeciej — 14,3 dB.

Na kierunku maksymalnego promieniowania pola pochodzące od obu elementów anteny powinny być zgodne w fazie. W tym celu prądy w obu elementach powinny być przesunięte w fazie o kąt ϑ kompensujący różnicę faz wynikającą z różnicy długości dróg przebywanych przez fale od obu elementów. W praktyce kąt ϑ dobiera

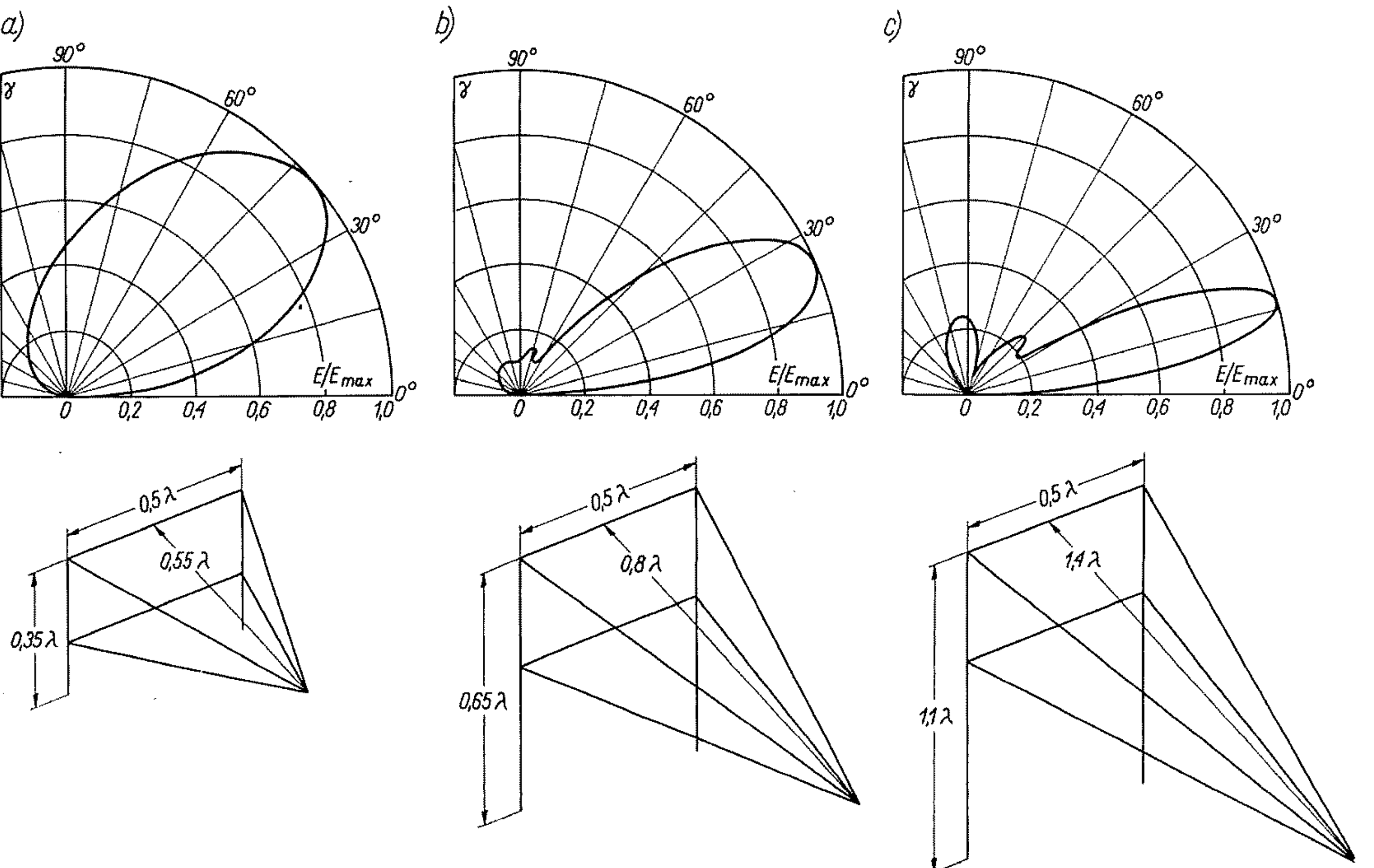


Rys. 10-26. Dwuelementowa antena logarytmicznie-periodyczna nachylona do powierzchni ziemi

się eksperymentalnie, uzyskując przy tym wartości nieco różne od obliczonych teoretycznie. Oczywiście różnica faz prądów w elementach anteny powinna być w przybliżeniu niezależna od częstotliwości. Efekt taki można uzyskać zmieniając wszystkie rozmiary elementu I w stosunku $\tau^{\vartheta°/360°}$. Wynika to z następującego rozumowania. Zmniejszenie częstotliwości prądu zasilającego antenę logarytmicznie-periodyczną w stosunku τ powoduje przyspieszenie fazy pola w punkcie odbioru o 360°, przy czym zmiany fazy w przedziale $\tau f \ldots f$ są w przybliżeniu liniowe. Jeżeli więc pomnożymy wszystkie rozmiary anteny przez τ, to faza pola w punkcie odbioru będzie miała wyprzedzenie o 360°. Aby zapewnić wyprzedzenie fazy o $\vartheta°$, należy zatem pomnożyć rozmiary anteny przez $\tau^{\vartheta°/360°}$.

10.3. TELEWIZYJNE ANTENY NADAWCZE

Antena stanowi istotną część telewizyjnego ośrodka nadawczego. Jej zadaniem jest możliwie optymalne wypromieniowanie energii wytwarzanej przez nadajnik, tak aby zapewnić poprawne warunki odbioru na możliwie dużym obszarze. Cel ten osiąga



Rys. 10-27. Pionowe charakterystyki promieniowania dwuelementowej anteny logarytmicznie-periodycznej nachylonej względem poziomu: a) dla trasy o długości 200...800 km ($\alpha = 45°$; $\Psi_1 = 16°$; $\Psi_2 = 40°$; $\vartheta = 60°$); b) dla trasy o długości 800...1600 km ($\alpha = 30°$; $\Psi_1 = 39°$; $\Psi_2 = 55°$; $\vartheta = 120°$); c) dla trasy o długości 1350...2500 km ($\alpha = 14°$; $\Psi_1 = 32°$; $\Psi_2 = 48°$; $\vartheta = 130°$). Wymiary podane na szkicach dotyczą najmniejszej częstotliwości roboczej (według CCIR Handbook on High — Frequency Directional Antennae, ITU, Geneva 1966)

się przez zapewnienie dużego zysku energetycznego anteny oraz odpowiednie ukształtowanie jej charakterystyki promieniowania zarówno w płaszczyźnie poziomej jak i pionowej. Jednocześnie od anteny wymaga się bardzo dobrego dopasowania do głównego toru zasilającego w szerokim zakresie częstotliwości. Ze względu na wykorzystywanie jednej anteny niekiedy do emisji programów w kilku kanałach telewizyjnych szerokość pasma roboczego anteny na ogół znacznie przewyższa szerokość jednego kanału telewizyjnego i obejmuje zwykle cały zakres częstotliwości.

Ponadto antena musi się charakteryzować dużą niezawodnością. Spełnienie tych wymagań powoduje, że współczesne telewizyjne anteny nadawcze stają się skomplikowanymi i precyzyjnymi urządzeniami.

Na Konferencji Sztokholmskiej w 1961 r.[1] ustalono dla każdej telewizyjnej stacji nadawczej w Europie częstotliwość pracy (kanał), zastępczą moc promieniowaną przez dipol półfalowy oraz polaryzację. Projektowanie anteny nadawczej sprowadza się więc do:

— ustalenia zysku energetycznego,
— ukształtowania charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej,
— ukształtowania charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej,
— rozwiązania konstrukcyjnego anteny.

10.3.1. ZYSK ENERGETYCZNY

Znając moc doprowadzoną do anteny P_d oraz zastępczą moc promieniowaną przez dipol półfalowy P_{zast}, możemy obliczyć niezbędny zysk energetyczny anteny

$$G_{\lambda/2} = \frac{P_{zast}}{P_d}. \qquad (10\text{-}10)$$

Moc doprowadzona do anteny jest równa mocy nadajnika P_N zmniejszonej o moc traconą w układzie zasilania anteny (wraz z głównym torem przesyłowym)

$$P_d = \eta P_N \qquad (10\text{-}11)$$

przy czym η — sprawność układu zasilania anteny.

Zysk energetyczny anteny nie może przybierać dowolnie dużych wartości. W I i II zakresie częstotliwości maksymalną wartość zysku energetycznego ograniczają dopuszczalne rozmiary anteny; w wyższych zakresach ograniczenia wynikają z niestabilności podpory, na której jest zamocowana antena.

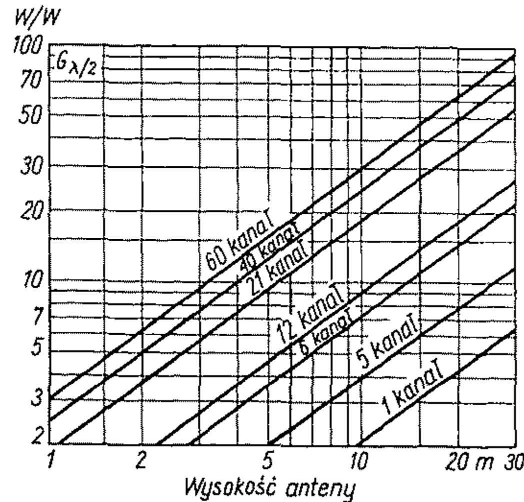
Średni zysk energetyczny anteny o dookólnej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie poziomej, złożonej z pewnej liczby elementów promieniujących umieszczonych jeden nad drugim i zasilanych współfazowo jednakową mocą wyraża się wzorem (2-162).

Na rysunku 10-28 podano zależność średniego zysku energetycznego od wysokości anteny dla różnych kanałów telewizyjnych. Z przedstawionego wykresu wynika,

[1] "Regional Agreement for the European Broadcasting Area", Stockholm 1961.

że w I i II zakresie częstotliwości zysk energetyczny realizowanych anten nie przekracza na ogół 10 (względem dipola półfalowego).

W IV i V zakresie częstotliwości przy tej samej wysokości anteny jest możliwe uzyskanie zysku energetycznego o wartości przekraczającej 50. Przy tak dużym zysku energetycznym charakterystyka promieniowania anteny w płaszczyźnie pio-



Rys. 10-28. Zależność średniego zysku energetycznego od wysokości anteny

nowej jest na tyle wąska, że występujące pod wpływem parcia wiatru odchylenia od pionu podpory, na której jest zamocowana antena, mogą powodować znaczne wahania natężenia pola w punkcie odbioru.

Jeśli za dopuszczalne uznamy takie odchylenie podpory od pionu $\Delta\Theta$, które powoduje zmianę natężenia pola nie przekraczającą 2 dB, to maksymalny zysk energetyczny anteny (względem dipola półfalowego) powinien spełniać nierówność

$$G_{\lambda/2\,max}\Delta\Theta^\circ \leqslant 25^\circ \tag{10-12}$$

Należy podkreślić, że przez $\Delta\Theta$ rozumie się kąt odchylenia od pionu tej części podpory, na której jest umieszczona antena. Wartość kąta odchylenia $\Delta\Theta$ zależy od rodzaju podpory (maszt, wieża), jej wysokości oraz siły parcia wiatru i waha się w granicach 0,5 do 1°.

Ze wzoru (10-12) wynika więc, że maksymalna wartość zysku energetycznego anteny nie może przekraczać 25...50 [69].

10.3.2. KSZTAŁTOWANIE CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA W PŁASZCZYŹNIE PIONOWEJ

Największy zysk energetyczny uzyskuje się w jednorodnych układach antenowych. W pionowej charakterystyce promieniowania takich układów występują jednak miejsca zerowe, w których natężenie pola spada teoretycznie do zera, a praktycznie

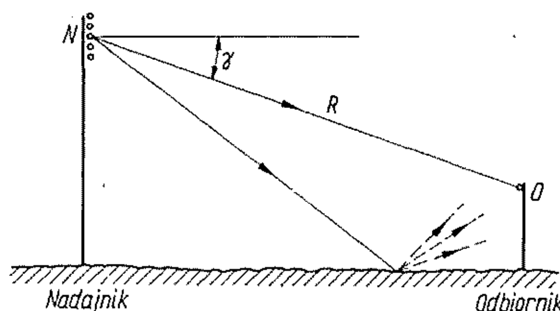
osiąga głębokie minima. Największe znaczenie ma pierwsze miejsce zerowe, którego położenie jest określone następującą zależnością:

$$\gamma_1^0 \approx 57{,}3\frac{\lambda}{L} = \frac{70}{G_{\lambda/2}} \qquad (10\text{-}13)$$

Występowanie miejsc zerowych w charakterystyce promieniowania anteny prowadzi do pojawienia się stref martwych, w których nie ma odbioru telewizyjnego. Odległość stref martwych od anteny nadawczej jest w przybliżeniu proporcjonalna do zysku energetycznego i wysokości zawieszenia anteny H. Dla strefy martwej związanej z pierwszym miejscem zerowym mamy następującą zależność:

$$R_{sm1} = 0{,}82G_{\lambda/2}H \qquad (10\text{-}14)$$

W przypadku anten o zyskach energetycznych nie przekraczających 10 i przy wysokości zawieszenia nie większej niż 250 m strefy martwe występują tak blisko



Rys. 10-29. Fala bezpośrednia i fala rozproszona w zakresie fal decymetrowych

anteny, że — praktycznie biorąc — nie mają wpływu na warunki odbioru. W miarę zwiększania zysku energetycznego strefy martwe oddalają się od anteny i obejmują swym zasięgiem większą liczbę odbiorców programu telewizyjnego. W celu zapewnienia poprawnych warunków odbioru należy w tym przypadku odpowiednio ukształtować pionową charakterystykę promieniowania anteny. Zagadnienie to jest szczególnie istotne w IV i V zakresie częstotliwości, a częściowo także w III zakresie częstotliwości [68, 69].

Stwierdzono eksperymentalnie, że w zakresie fal decymetrowych średnia wartość natężenia pola jest w przybliżeniu równa natężeniu pola fali bezpośredniej, ponieważ wskutek nieregularności terenu fala odbita ulega prawie całkowitemu rozproszeniu. Przy założeniu płaskiej ziemi i izotropowej anteny nadawczej, natężenie pola w punkcie odbioru O (rys. 10-29) jest odwrotnie proporcjonalne do odległości R między anteną nadawczą a anteną odbiorczą, a więc jest proporcjonalne do sinusa kąta γ, jaki tworzy prosta NO z płaszczyzną poziomą. Wynika stąd, że antena, której charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej jest proporcjonalna do cosecγ, będzie wytwarzała równomierne pole w obszarze, w którym można pominąć krzywiznę ziemi.

W przypadku wysoko umieszczonych anten kąt widzenia noryzontu radiowego γ_r różni się od zera i może być określony na podstawie zależności (p. 13.4)

$$\gamma_r^0 = 57{,}3\sqrt{\frac{2H}{a_z}} \tag{10-15}$$

przy czym:

H — wysokość zawieszenia anteny nadawczej;

a_z = 8500 km — zastępczy promień ziemi przy średniej refrakcji.

Wartości kąta widzenia horyzontu radiowego dla kilku wysokości zawieszenia anteny nadawczej podano w tabl. 10-7.

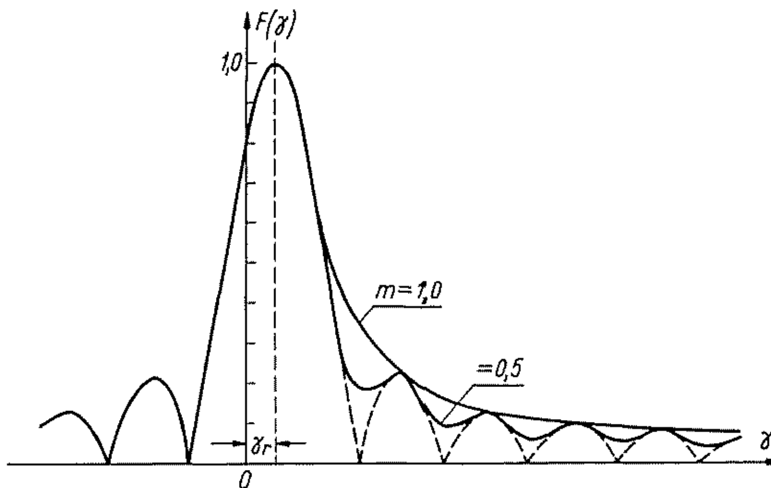
W celu zapewnienia możliwie optymalnego rozkładu pola w funkcji odległości od anteny należy pochylić ku ziemi główną wiązkę promieniowania o kąt γ_r oraz

Tablica 10-7

Kąt widzenia horyzontu radiowego

H [m]	100	200	300	400	500	600
γ_r	0,28°	0,39°	0,48°	0,56°	0,62°	0,68°

ukształtować jej dolne zbocze według funkcji $\mathrm{cosec}(\gamma-\gamma_r)$. Na rys. 10-30 przedstawiono przykład optymalnej charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej. Na tym samym rysunku pokazano również charakterystykę promieniowania układu jednorodnego. Zauważmy, że charakterystyka cosecansowa pokrywa się z obwiednią listków bocznych charakterystyki układu jednorodnego. Wprowadzimy pojęcie *współczynnika wypełnienia miejsc zerowych* charakterystyki promieniowania



Rys. 10-30. Optymalna charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej, ukształtowana wg funkcji $\mathrm{cosec}(\gamma-\gamma_r)$ oraz charakterystyka z wypełnieniem miejsc zerowych do poziomu m = 0,5

układu jednorodnego. Dla charakterystyki cosecansowej współczynnik ten przyjmuje wartość równą jedności; w praktycznie realizowanych charakterystykach może on przyjmować zarówno mniejsze jak i większe wartości. Na tym samym rysunku pokazano także kształt charakterystyki promieniowania, gdy współczynnik wypełnienia miejsc zerowych m jest równy 0,5.

Rozkład pola w aperturze anteny jest odwrotną transformatą Fouriera jej charakterystyki promieniowania. Ponieważ zadajemy tylko moduł charakterystyki promieniowania, więc rozkład pola w aperturze nie jest określony jednoznacznie i istnieje możliwość narzucenia dodatkowego warunku dla tego rozkładu.

W przypadku anten telewizyjnych żądamy dodatkowo, aby wszystkie elementy anteny były zasilane jednakową mocą. Dzięki temu zyskujemy znaczne uproszczenie sposobu zasilania anteny.

Zagadnienie syntezy charakterystyki cosecansowej można rozwiązać różnymi metodami (p. 2.5). W technice telewizyjnej stosujemy często logarytmiczny rozkład fazy opisany zależnością [99]

$$\vartheta(z) = 2\pi K^2 \ln\left(1 - \frac{\sin\gamma_1}{K^2} z\right) \tag{10-16}$$

w której

$$K^2 = \frac{L}{\lambda(\operatorname{cosec}\gamma_1 - \operatorname{cosec}\gamma_2)} \tag{10-17}$$

Kąty γ_1 i γ_2 wyznaczają przedział, w którym charakterystyka promieniowania anteny ma odpowiadać charakterystyce cosecansowej.

Kąt γ_2 przyjmuje się zwykle za równy 30°. Dobór kąta γ_1 zależy od poziomu, do jakiego należy wypełnić miejsca zerowe; współczynnik wypełnienia miejsc zerowych jest bowiem proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z $\sin\gamma_1$. Przy $\sin\gamma_1 = \lambda/2L$ współczynnik wypełnienia dla pierwszego miejsca zerowego jest nieco większy od 100% i wzrasta do około 140% dla 3, 4 i 5 miejsca zerowego.

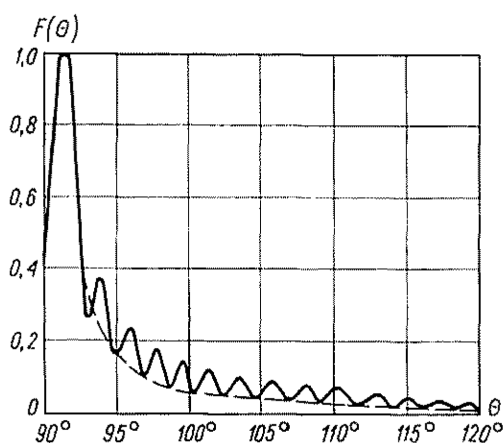
Przykład charakterystyki promieniowania układu antenowego złożonego z 32 źródeł izotropowych z wypełnieniem miejsc zerowych pokazano na rys. 10-31.

Wypełnienie miejsc zerowych charakterystyki promieniowania powoduje zmniejszenie zysku energetycznego anteny. Zysk energetyczny anteny (względem dipola półfalowego) z wypełnieniem miejsc zerowych można w przybliżeniu określić na podstawie szerokości głównej wiązki promieniowania α_V mierzonej na poziomie połowy mocy promieniowanej

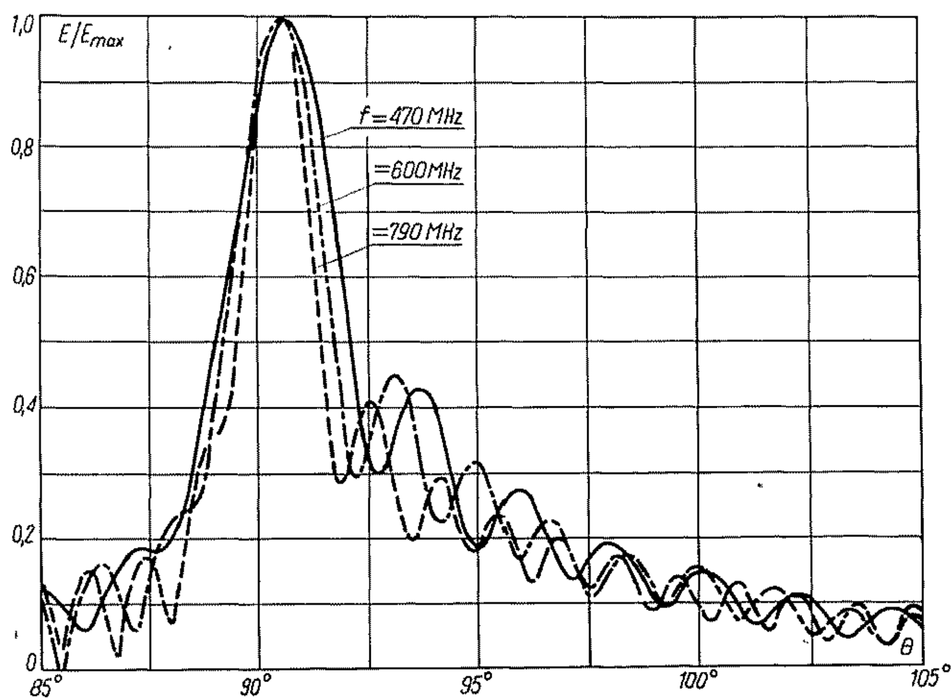
$$G_{\lambda/2} = \frac{55}{\alpha_V^0} \tag{10-18}$$

W praktyce do budowy anten telewizyjnych stosujemy zwykle wielodipolowe elementy antenowe. Za fazę zasilania elementu przyjmujemy w tych przypadkach

średnią arytmetyczną faz źródeł izotropowych umieszczonych w miejscach dipoli elementu antenowego. Na rys. 10-32 przedstawiono przykład charakterystyki promieniowania układu antenowego złożonego z 16 czterodipolowych elementów antenowych.



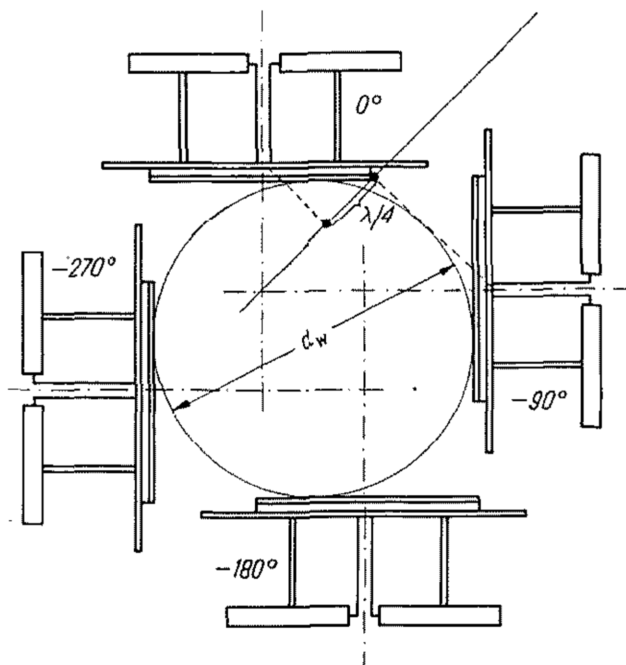
Rys. 10-31. Charakterystyka promieniowania układu antenowego złożonego z 32 źródeł izotropowych rozmieszczonych w odległościach równych długości fali z wypełnieniem miejsc zerowych do poziomu $m = 0{,}8$



Rys. 10-32. Charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej układu antenowego złożonego z 16 czterodipolowych elementów antenowych

10.3.3. KSZTAŁTOWANIE CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA W PŁASZCZYŹNIE POZIOMEJ

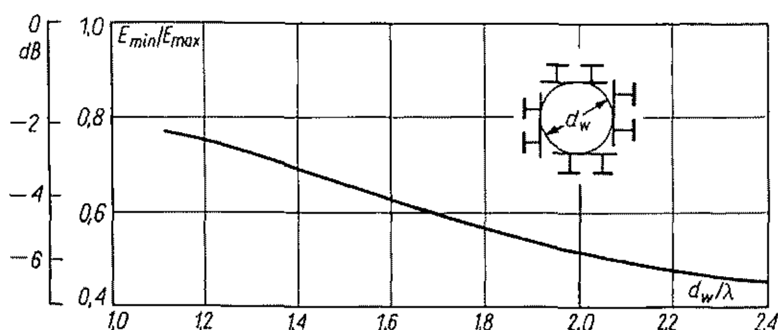
Kształt charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej zależy od położenia anteny w stosunku do obsługiwanego terenu. Na ogół ośrodek nadawczy lokalizuje się w środku obsługiwanego terenu i wtedy pozioma charakterystyka promieniowania powinna być dookólna. Zwykle dopuszcza się pewne odchylenia od charakterystyki kołowej; według norm obowiązujących w Polsce nierównomierność poziomej charakterystyki promieniowania nie może przekraczać ±2 dB. Spełnienie tych wymagań jest łatwe przy stosowaniu anten kwadrantowych, motylkowych,



Rys. 10-33. Rozmieszczenie elementów antenowych zapewniające dookólną charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie poziomej

szczelinowych i pochodnych. Anteny tego typu można jednak mocować tylko na szczycie masztu. Obecnie w większości przypadków na jednym maszcie instaluje się kilka anten i wtedy dla uzyskania dookólnej charakterystyki promieniowania stosuje się płaszczyznowe elementy antenowe umieszczone na bokach masztu (rys. 10-33). Nierównomierność poziomej charakterystyki promieniowania przy takim rozwiązaniu zależy od rozmiarów poprzecznych masztu mierzonych w długościach fali. Dla przeciętnych elementów antenowych zależność tę przedstawiono na rys. 10-34. Z podanego wykresu wynika, że nie ma żadnych trudności z rozmieszczeniem elementów antenowych na maszcie przy pracy w I, II i III zakresie częstotliwości, natomiast w IV i V zakresie częstotliwości zapewnienie odpowiedniej równomierności poziomej charakterystyki promieniowania wymaga stosowania masztów o bardzo małych przekrojach poprzecznych, co utrudnia montaż i konser-

wację anteny. Zagadnienie komplikuje się jeszcze bardziej, jeśli antena ma pracować w szerokim pasmie częstotliwości, obejmującym oba zakresy. Dla uzyskania wymaganej równomierności charakterystyki promieniowania stosuje się w tym przypadku specjalne sposoby rozmieszczenia i zasilania elementów antenowych.



Rys. 10-34. Zależność nierównomierności poziomej charakterystyki promieniowania od rozstawienia elementów antenowych

Przy kształtowaniu poziomej charakterystyki promieniowania należy zadbać o to, aby względne zbyt duże zmiany natężenia pola w funkcji kąta ($dE/d\Phi$) nie były zbyt duże. Za dopuszczalne uważa się zmiany nie przekraczające 0,03.

10.3.4. ROZWIĄZANIA KONSTRUKCYJNE

Założoną charakterystykę promieniowania można uzyskać za pomocą różnych rodzajów anten. W ostatnim okresie obserwuje się w Europie powszechne stosowanie anten złożonych z płaszczyznowych elementów antenowych [126, 160, 177, 182]. Rozwiązanie takie ma szereg zalet, a mianowicie:

— możliwość kształtowania charakterystyki promieniowania zarówno w płaszczyźnie poziomej jak i pionowej oraz zapewnienie dużego zysku energetycznego,

— dużą szerokość pasma roboczego, umożliwiającą wykorzystanie jednej anteny do emisji kilku programów,

— łatwość montażu anteny na maszcie i zupełne uniknięcie strojenia anteny na obiekcie,

— powtarzalność elementów i wynikające stąd ułatwienia w produkcji i konserwacji anten,

— duża niezawodność,

— duża odporność na wpływ warunków atmosferycznych i niewrażliwość na wyładowania atmosferyczne.

W Stanach Zjednoczonych Am. Płn. do pracy w IV i V zakresie częstotliwości stosuje się dość powszechnie anteny szczelinowe. W stosunku do anten złożonych z płaszczyznowych elementów antenowych charakteryzują się one uproszczeniem układu zasilania, możliwością doprowadzenia większej mocy, niższą ceną i jeszcze większą niezawodnością. Wadami anten szczelinowych są natomiast: wąskopasmo-

wość ograniczająca zakres pracy anteny do jednego kanału, zmniejszenie możliwości kształtowania charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej, utrudnione strojenie.

Inne rodzaje anten, jak na przykład kwadrantowe lub motylkowe, stosuje się tylko sporadycznie. W dalszym ciągu ograniczymy się do omówienia anten złożonych z elementów płaszczyznowych.

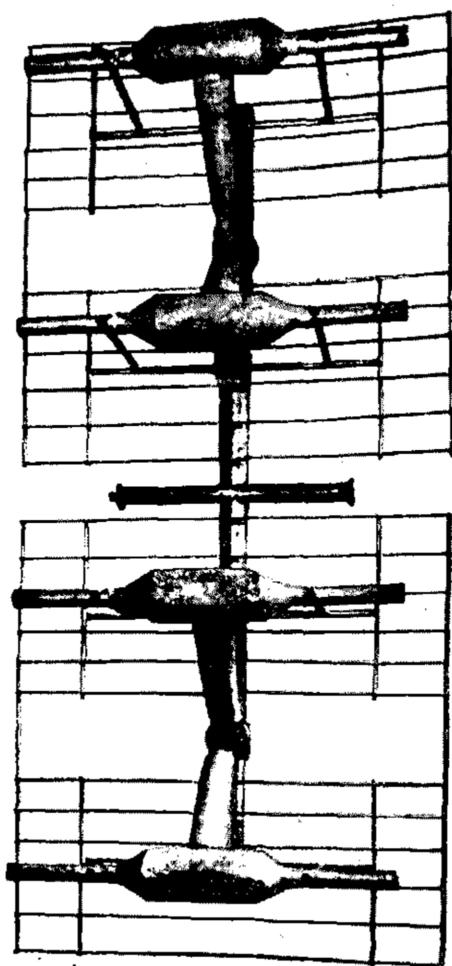
Płaszczyznowe elementy antenowe składają się z pewnej liczby całofalowych dipoli umieszczonych przed płaskim ekranem wykonanym z rur stalowych. Jedynie w elementach dla IV i V zakresu częstotliwości stosuje się ekrany wykonane z blachy lub siatki metalowej. Liczba dipoli waha się od 1 do 8. Elementy 1-dipolowe charakteryzują się bardzo małą koncentracją promieniowanej energii i stosuje się je głównie przy polaryzacji pionowej.

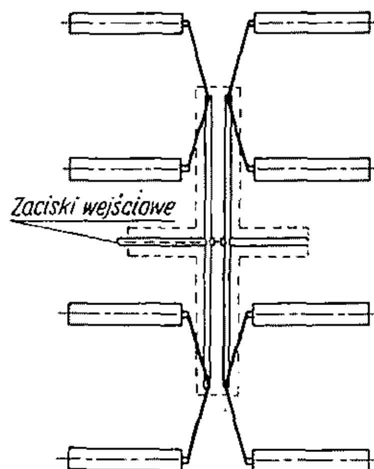
Elementy 8-dipolowe spotyka się w IV i V zakresie częstotliwości. Ze względu na trudności w kształtowaniu pionowej charakterystyki promieniowania stosowanie elementów 8-dipolowych jest niekorzystne. Najbardziej popularne są elementy 2- i 4-dipolowe, przy czym elementy 2-dipolowe stosuje się głównie w I i II zakresie częstotliwości. Układ zasilania dipoli i ich smukłość są tak dobrane, aby zapewniały stałość impedancji wejściowej w szerokim zakresie częstotliwości. Stosunek górnej do dolnej częstotliwości pasma roboczego dla przeciętnych elementów antenowych wynosi 1,35 w zakresach częstotliwości I...III oraz 1,7 w IV/V zakresie częstotliwości, przy czym współczynnik odbicia na wejściu elementu nie przekracza 5% w całym pasmie (WFS $\leqslant$ 1,1).

Jako przykład budowy płaszczyznowych elementów antenowych omówimy element typu EA-6[1], przystosowany do pracy w III zakresie częstotliwości [178]. Składa się on (rys. 10-35) z czterech dipoli całofalowych o przekroju okrągłym, umieszczonych w odległości 800 mm od siebie i 400 mm od płaskiego ekranu, wykonanego z rurek stalowych. W celu zapewnienia dobrego dopasowania impedancji zastosowano dipole o małej smukłości; stosunek długości ramienia dipola do promienia h/a wynosi 19. Impedancja wejściowa dipola odosobnionego wynosi około 380 Ω, a w układzie czterech dipoli z ekranem maleje do około 240 Ω. Sposób zasilania dipoli elementu EA-6 pokazano na rys. 10-36. Symetryczne, nieekranowane odcinki toru dwuprzewodowego, wygięte w kształcie litery V, łączą dipole w pary, które są zasilane za pomocą dwuprzewodowego toru ekranowanego. W środku toru ekranowanego włączono transformator symetryzujący, umożliwiający zasilanie elementu przewodem współosiowym. Znamionowa wartość impedancji wejściowej elementu wynosi 60 Ω, a WFS nie przekracza wartości 1,04 w całym III zakresie częstotliwości (rys. 10-37).

Element antenowy typu EA-6 zapewnia dużą koncentrację promieniowania w płaszczyźnie pionowej (rys. 10-38a), a kształt poziomej charakterystyki promieniowania elementu (rys. 10-38b) umożliwia budowę układów antenowych

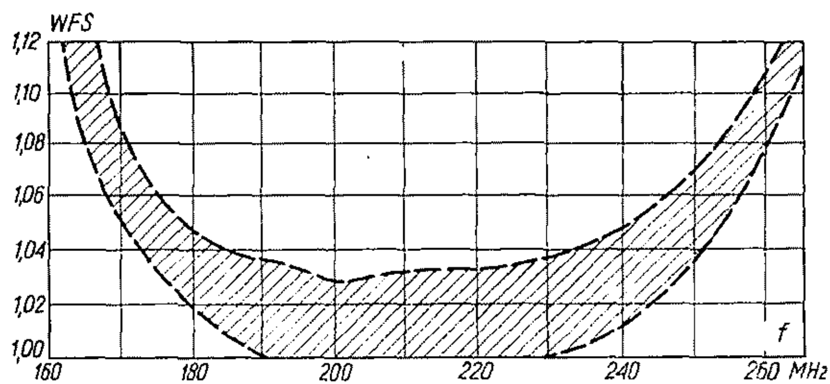
[1] Nomenklatura Zakładu Produkcji Anten „Zarat" Wrocław.





Rys. 10-36. Sposób zasilania dipoli elementu antenowego typu EA-6

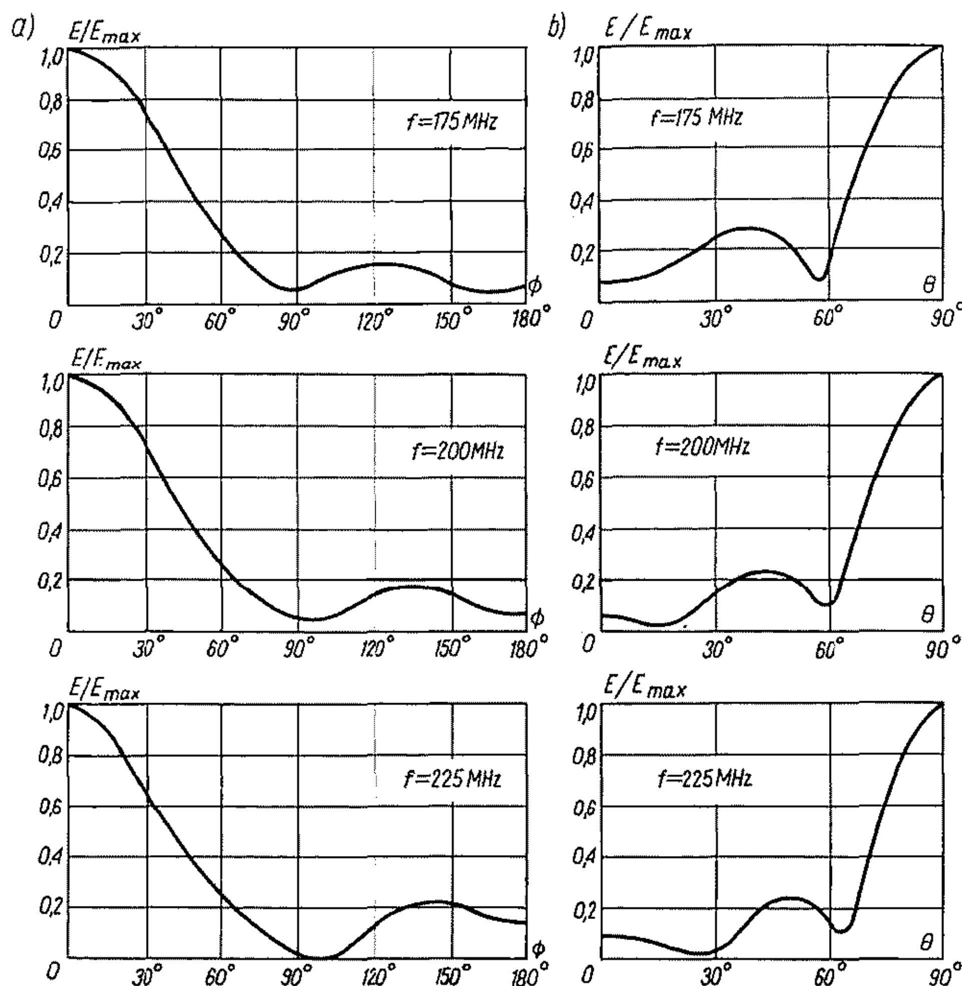
Rys. 10-35. Element antenowy typu EA-6



Rys. 10-37. Przebieg WFS w funkcji częstotliwości dla 100 elementów antenowych typu EA-6

o dookólnej lub kierunkowej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie poziomej.

Stalowe części elementu są pokryte warstwą cynku, poprawiającą przewodność powierzchniową i zabezpieczającą element przed korozją. Wszystkie części elementu są połączone ze sobą galwanicznie i uziemione przez konstrukcję wsporczą;



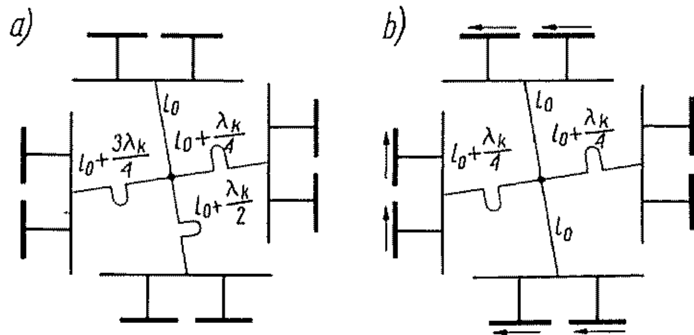
Rys. 10-38. Charakterystyki promieniowania elementu antenowego typu EA-6: a) w płaszczyźnie poziomej; b) w płaszczyźnie pionowej

są więc całkowicie zabezpieczone przed wyładowaniami atmosferycznymi. W celu ochrony przed oblodzeniem dipole i nieekranowane odcinki toru dwuprzewodowego są umieszczone w osłonach z włókna szklanego, przesyconego żywicą epoksydową. Nawet silne oblodzenie nie powoduje istotnej zmiany parametrów elektrycznych elementu. Ekran elementu składa się z dwu jednakowych części, do których są przytwierdzone mechanicznie pary dipoli. Zależnie od sposobu zamocowania tych części na rurze nośnej uzyskuje się polaryzację poziomą lub pionową.

10.3.5. UKŁADY ZASILANIA

W celu uzyskania założonej charakterystyki promieniowania do poszczególnych elementów antenowych należy doprowadzić określoną moc oraz zapewnić właściwe fazy prądów w elementach. To zadanie realizuje się za pomocą układu zasilania anteny, składającego się z przewodów zasilających i dzielników mocy.

Aby zmniejszyć WFS w głównym torze zasilającym, stosuje się obecnie we wszystkich antenach układ zasilania z kompensacją fali odbitej [175]. Zasada kompensacji fali odbitej polega na takim doborze długości przewodów łączących poszczególne



Rys. 10-39. Sposób zasilania elementów antenowych zapewniający dookólność poziomej charakterystyki promieniowania i kompensację fali odbitej: a) właściwe fazy prądów uzyskuje się przez dobór długości przewodów zasilających; b) właściwe fazy prądów uzyskuje się przez dobór długości przewodów zasilających i obrót elementów antenowych

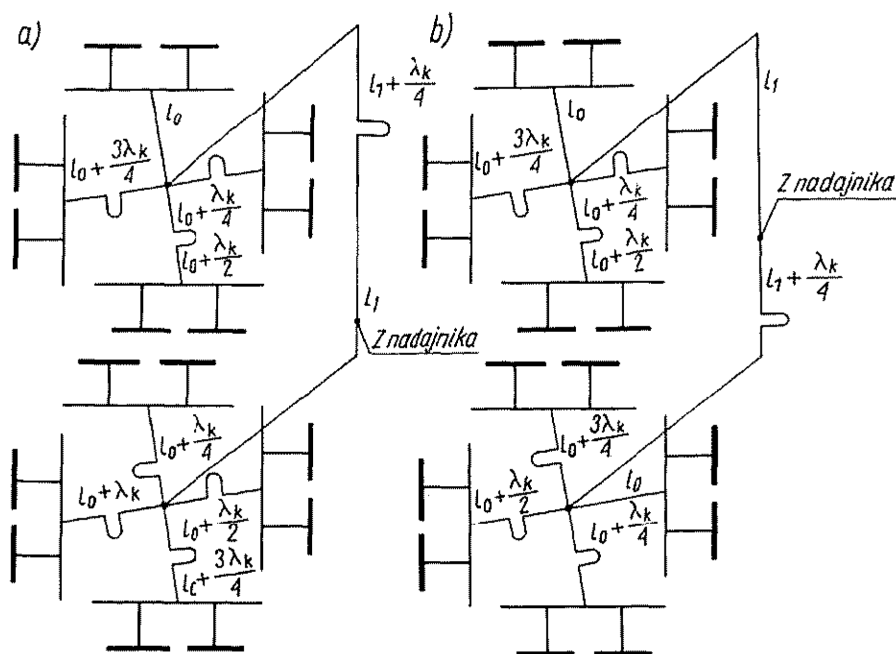
elementy antenowe, aby fale odbite od tych elementów wzajemnie się znosiły. W przypadku dwóch elementów efekt taki uzyskuje się wówczas, gdy jeden z przewodów łączących będzie względem drugiego dłuższy elektrycznie o 90°. Fala odbita w przewodzie dłuższym powraca do punktu zasilania z fazą opóźnioną o 180° w stosunku do fali odbitej w przewodzie krótszym. Obie fale odbite wzajemnie kompensują się, powodując wydatne zmniejszenie fali odbitej w głównym torze zasilającym.

W układzie złożonym z czterech elementów antenowych dla uzyskania kompensacji fali odbitej i dookólnej charakterystyki promieniowania fazy prądów w poszczególnych elementach muszą być równe: 0, −90, −180, −270°. Właściwe warunki zasilania uzyskuje się dobierając odpowiednio długość przewodów łączących poszczególne elementy antenowe (rys. 10-39).

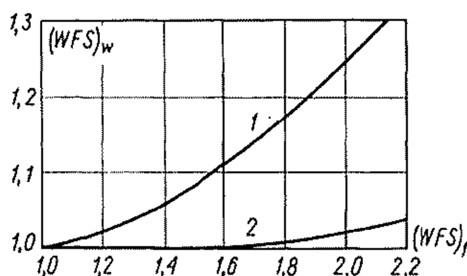
Dwa zespoły złożone z czterech elementów antenowych z kompensacją fali odbitej można traktować jako dwa obciążenia i zasilać je również z kompensacją fali odbitej (rys. 10-40). Uzyskuje się w ten sposób podwójną kompensację fali odbitej, która daje dalsze zmniejszenie WFS w głównym torze zasilającym (rys. 10-41).

Przy kształtowanej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie pionowej odpowiednie fazy zasilania poszczególnych pięter elementów antenowych uzyskuje się również przez dobranie długości przewodów zasilających te piętra.

W celu doprowadzenia określonej mocy do poszczególnych elementów antenowych przy jednoczesnym zachowaniu dopasowania do głównego toru przesyłowego układ zasilania anteny wyposaża się w dzielniki mocy w postaci szerokopasmowych transformatorów antenowych [176] lub sprzęgaczy 3 dB [106].



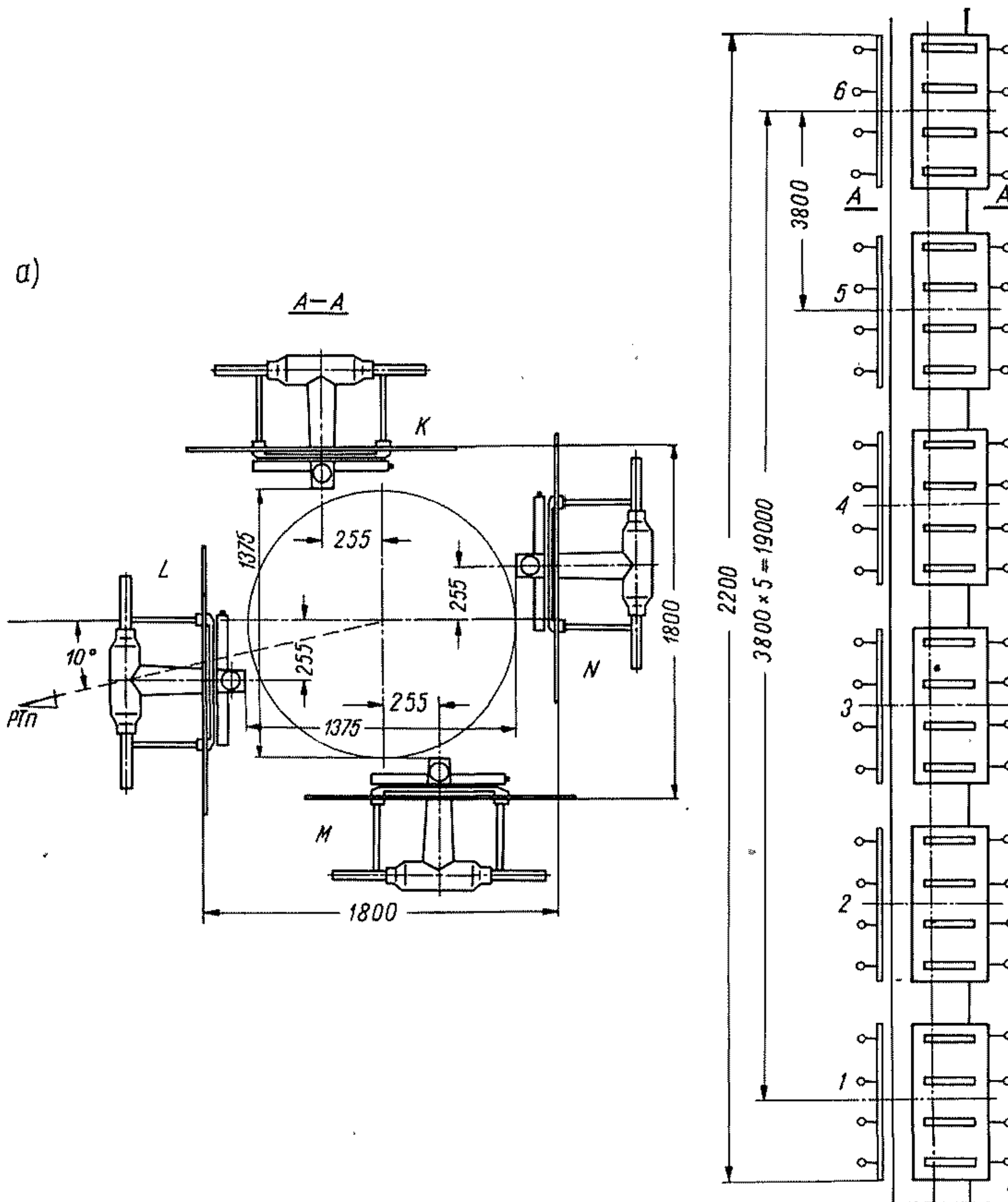
Rys. 10-40. Podwójna kompensacja fali odbitej: a) wyrównanie faz prądów w ścianach uzyskuje się przez dobór długości przewodów zasilających elementy antenowe; b) wyrównanie faz prądów w ścianach uzyskuje się przez przestawienie elementów antenowych



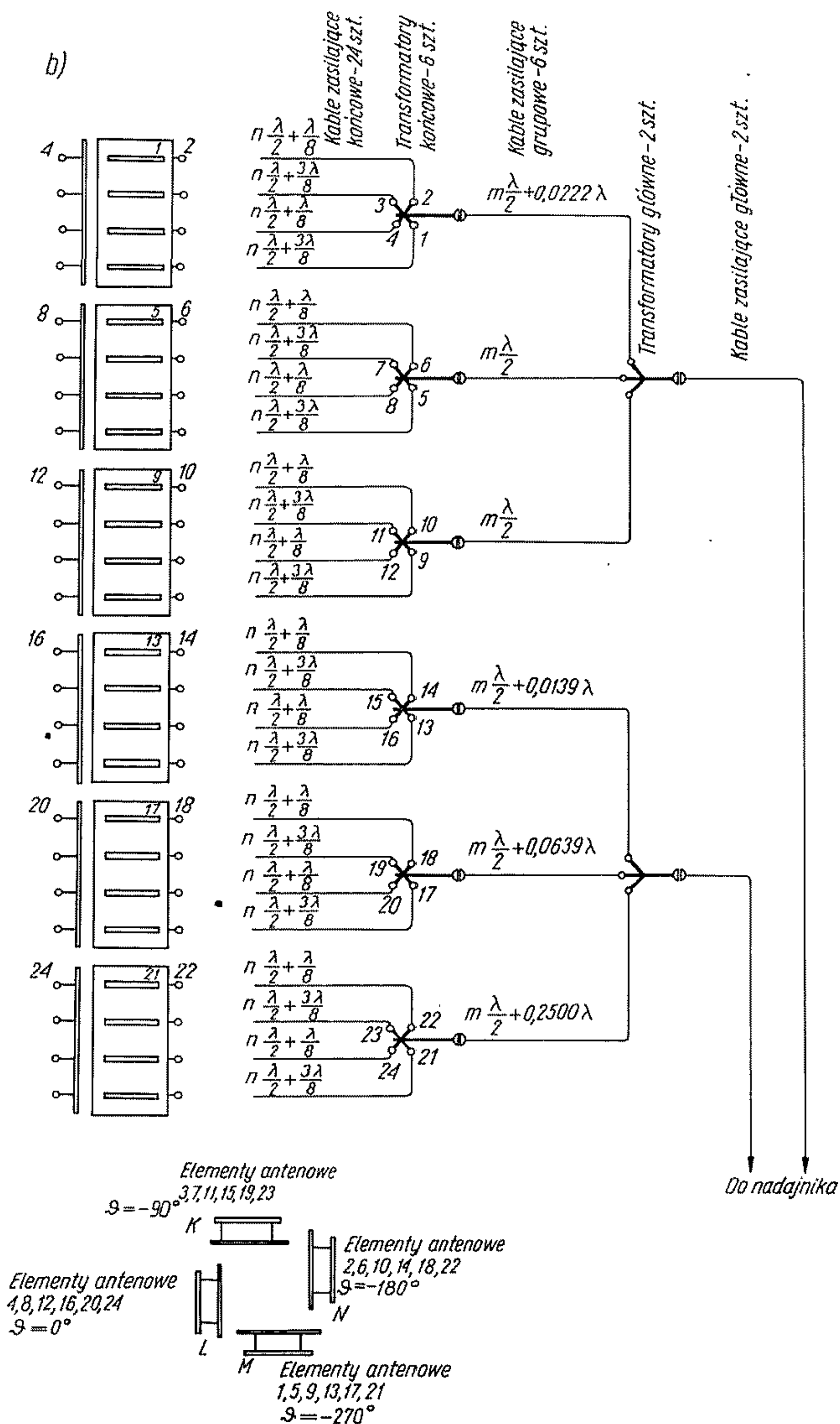
Rys. 10-41. Zależność wypadkowego współczynnika fali stojącej $(WFS)_w$ od współczynnika fali stojącej pojedynczego elementu antenowego $(WFS)_l$ przy pojedynczej i podwójnej kompensacji fali odbitej

1 — kompensacja pojedyncza; *2* — kompensacja podwójna

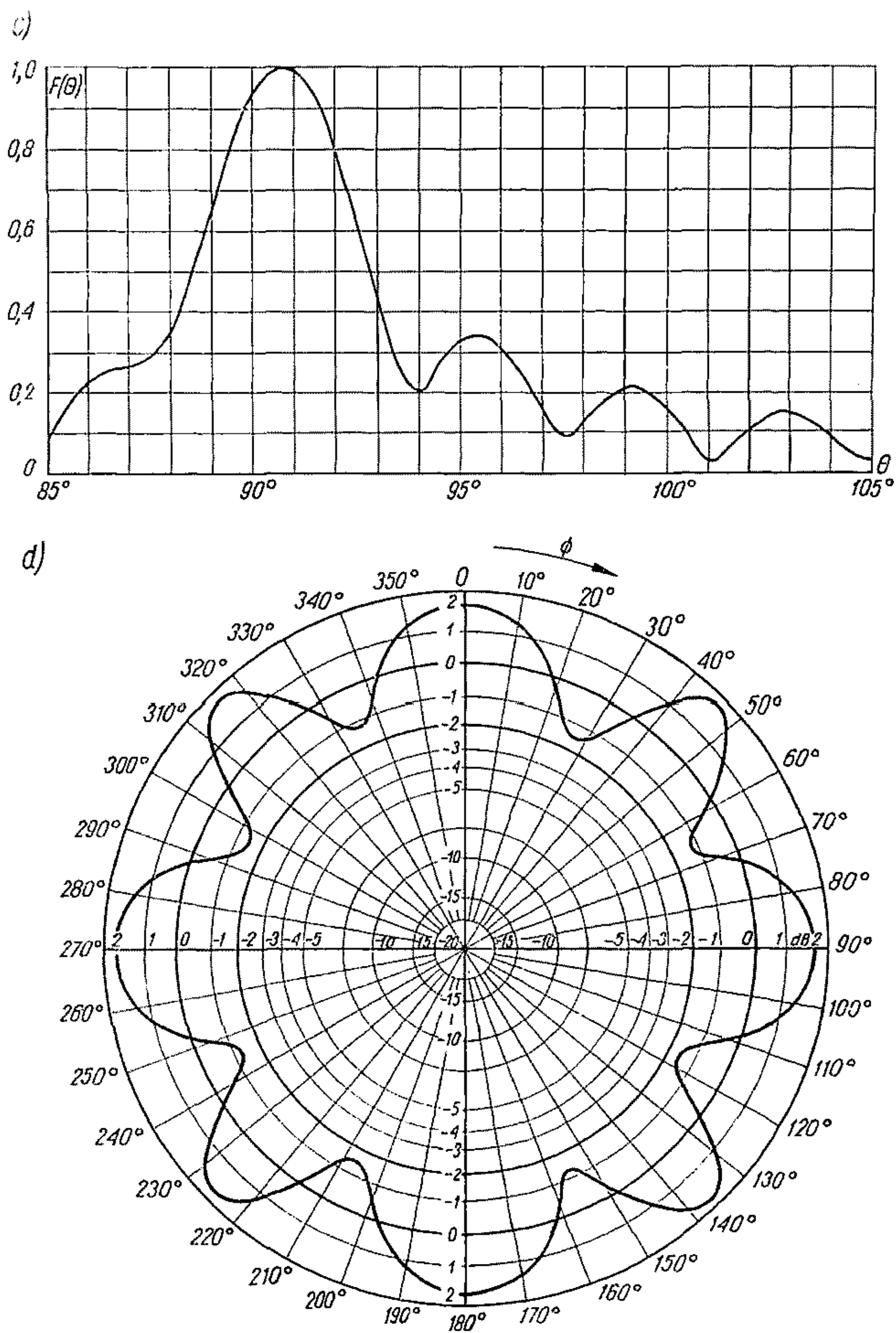
Przykładowo na rys. 10-42 pokazano schemat układu zasilania anteny dla III zakresu częstotliwości o kształtowanej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie pionowej oraz dookólnej charakterystyce promieniowania w płaszczyźnie poziomej.



Rys. 10-42. Telewizyjna antena nadawcza dla III zakresu częstotliwości: a) rozmieszczenie elementów antenowych na maszcie (elementy antenowe w ścianach *M* i *N* są obrócone o 180° w stosunku do elementów w ścianach *K* i *L*); b) schemat zasilania; c) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej; d) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie poziomej


b)
Kable zasilające końcowe-24 szt.
Transformatory końcowe-6 szt.
Kable zasilające grupowe-6 szt.
Transformatory główne-2 szt.
Kable zasilające główne-2 szt.
$m\frac{\lambda}{2}+0,0222\lambda$
$m\frac{\lambda}{2}$
$m\frac{\lambda}{2}$
$m\frac{\lambda}{2}+0,0139\lambda$
$m\frac{\lambda}{2}+0,0639\lambda$
$m\frac{\lambda}{2}+0,2500\lambda$
$n\frac{\lambda}{2}+\frac{\lambda}{8}$
$n\frac{\lambda}{2}+\frac{3\lambda}{8}$
Do nadajnika
Elementy antenowe 3,7,11,15,19,23
$\vartheta=-90°$
K
Elementy antenowe 2,6,10,14,18,22
$\vartheta=-180°$
N
Elementy antenowe 4,8,12,16,20,24
$\vartheta=0°$
L
M
Elementy antenowe 1,5,9,13,17,21
$\vartheta=-270°$

Rys. 10-42 b)


c)
F(θ)
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
85°
90°
95°
100°
105°
θ
d)
φ
0
10°
20°
30°
40°
50°
60°
70°
80°
90°
100°
110°
120°
130°
140°
150°
160°
170°
180°
190°
200°
210°
220°
230°
240°
250°
260°
270°
280°
290°
300°
310°
320°
330°
340°
350°
dB

Rys 10-42 c) i d)

10.4. TELEWIZYJNE ANTENY ODBIORCZE

Zadaniem telewizyjnej anteny odbiorczej jest dostarczenie energii z pola fali elektromagnetycznej do odbiornika przy zachowaniu odpowiedniego stosunku mocy sygnału do mocy szumu na jego wejściu (zazwyczaj nie mniej niż 40 dB).

Moc doprowadzona z anteny do wejścia dopasowanego odbiornika jest określona następującym wzorem:

$$P_o = \frac{E_{sk}^2 A_{sk\,max}}{120\pi} e^{-2\alpha l} \qquad (10\text{-}19)$$

przy czym:

E_{sk} — skuteczna wartość natężenia pola elektrycznego w punkcie odbioru;

$A_{sk\,max}$ — powierzchnia skuteczna anteny odbiorczej;

αl — tłumienie toru łączącego antenę z odbiornikiem.

Minimalna moc sygnału odebranego $P_{o\,min}$, zapewniająca poprawne warunki odbioru, zależy od współczynnika szumów F_n i szerokości pasma odbiornika B oraz od wartości stosunku mocy sygnału do mocy szumów, zapewniającej prawidłową detekcję (P/N)

$$P_{o\,min} = 4 \cdot 10^{-21} \left(\frac{P}{N}\right) F_n B \qquad (10\text{-}20)$$

Porównując wzory (10-19) i (10-20) i biorąc pod uwagę, że zysk energetyczny odniesiony do dipola $\lambda/2$ jest związany z powierzchnią skuteczną anteny zależnością

$$G_{\lambda/2} = \frac{4\pi}{1{,}64\lambda^2} A_{sk\,max} \qquad (10\text{-}21)$$

otrzymujemy następujące wyrażenie na minimalną wartość zysku energetycznego anteny odbiorczej, zapewniającej prawidłowy odbiór:

$$G_{\lambda/2\,min} = 1{,}15 \cdot 10^{-17} \left(\frac{P}{N}\right) \frac{F_n B}{\lambda^2 E_{sk}^2} e^{2\alpha l} \qquad (10\text{-}22)$$

Podstawiając do wzoru (10-22) na E_{sk} graniczne wartości natężenia pola według OIRT[1] oraz przyjmując $B = 8$ MHz i $(P/N) = 40$ dB możemy wyznaczyć, dla przeciętnych instalacji odbiorczych, minimalne zyski energetyczne anten, zapewniające dobre warunki odbioru na granicy zasięgu ośrodka nadawczego. Wyniki obliczeń dla poszczególnych zakresów częstotliwości podano w tabl. 10-8.

Oprócz zapewnienia właściwego zysku energetycznego antena odbiorcza powinna mieć zdolność tłumienia sygnałów zakłócających. W celu zapewnienia dobrych właściwości dyskryminacyjnych anteny należy zadbać o to, aby poziom listków bocznych był możliwie mały, natomiast stosunek promieniowania głównego do wstecz-

[1] Organisation Internationale de Radiodiffusion et Télévision.

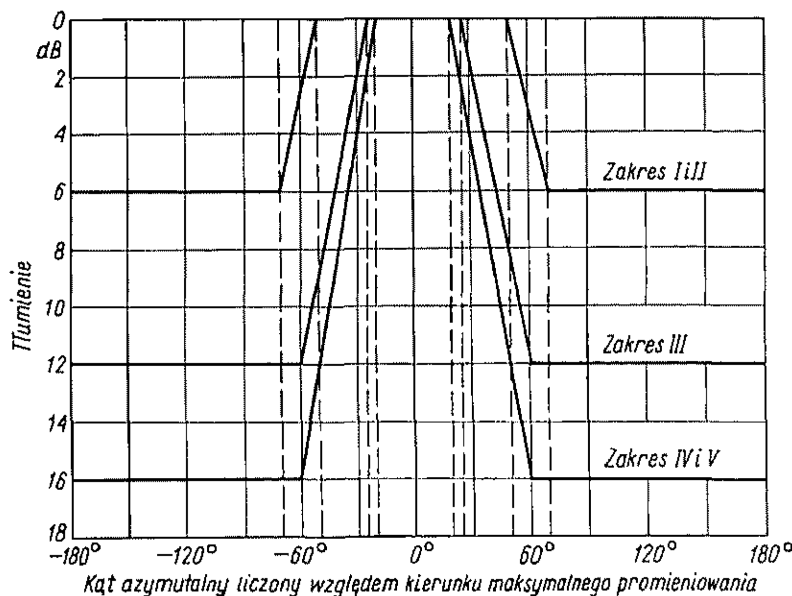
Tablica 10-8

Minimalne wartości zysku energetycznego telewizyjnych anten odbiorczych

Zakres częstotliwości	I	II	III	IV	V
Średnia długość fali [m]	5,7	3,2	1,5	0,57	0,44
Średnia wartość natężenia pola [μV/m]	250	250	560	2240	3980
Współczynnik szumów odbiornika [dB]	5,5	5,5	7,4	7,8	8,8
Tłumienie toru przesyłowego [dB]	1,3	1,7	2,5	7,7	8,8
Minimalny zysk energetyczny anteny odbiorczej (względem dipola λ/2) [dB]	3,3	8,8	11,1	13,0	12,3

nego możliwie duży. Zgodnie z zaleceniami CCIR[1], przy planowaniu sieci telewizyjnych w obszarach objętych ochroną przed zakłóceniami interferencyjnymi zakłada się, że odbiorcze anteny telewizyjne mają zdolność dyskryminacji sygnałów niepożądanych, dla obu polaryzacji, nie gorszą niż pokazana na rys. 10-43.

Impedancja wejściowa telewizyjnych anten odbiorczych została znormalizowana; według standardu OIRT wartość znamionowa impedancji wejściowej anten wynosi 300 Ω przy zasilaniu symetrycznym. Dopasowanie anteny do znamionowej impedancji

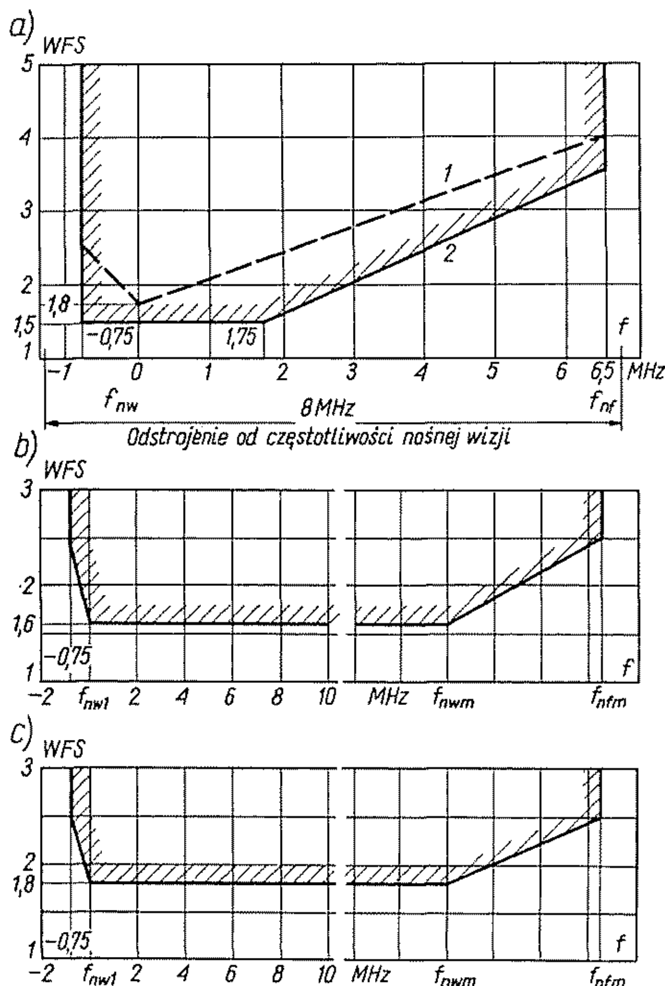


Rys. 10-43. Właściwości dyskryminacyjne wymagane od odbiorczych anten telewizyjnych (według zalecenia nr 419 CCIR, Oslo 1966 r.)

[1] Comité Consultatif International des Radiocommunications.

falowej przewodów współosiowych równej 75 Ω uzyskuje się za pomocą specjalnych symetryzatorów. Ponieważ impedancja wejściowa anteny zmienia się w funkcji częstotliwości, zatem znormalizowano również dopuszczalne odchyłki impedancji wejściowej od wartości znamionowej, określając graniczne wartości współczynnika fali stojącej (rys. 10-44).

Ze względu na szerokość pasma roboczego rozróżnia się *anteny jednokanałowe*, dla których bezwzględna szerokość pasma powinna wynosić co najmniej 8 MHz (wg standardu OIRT), *anteny wielokanałowe* o względnej szerokości pasma mniejszej od 15% i *anteny szerokopasmowe* o względnej szerokości pasma większej od 25%.



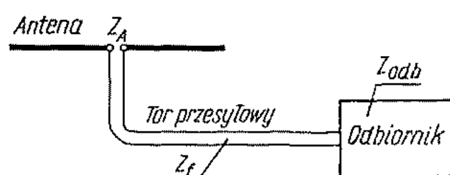
Rys. 10-44. Dopuszczalne tolerancje WFS: a) dla anten jednokanałowych w zakresach I i II; b) dla anten wielokanałowych i szerokopasmowych w zakresie III; c) dla anten wielokanałowych i szerokopasmowych w zakresach IV i V (według Zalecenia nr 419 CCIR, Oslo 1966)

f_{nw}, f_{nf} — częstotliwości nośne wizji i fonii; f_{nw1} — częstotliwość nośna wizji pierwszego kanału w pasmie roboczym; f_{nwm}, f_{nfm} — częstotliwości nośne wizji i fonii *m*-tego (ostatniego) kanału w pasmie roboczym

1 — anteny wyłącznie do instalacji indywidualnych; *2* — anteny produkowane wielkoseryjnie

10.4.1. POŁĄCZENIE ANTENY Z ODBIORNIKIEM

Układ zastępczy anteny odbiorczej, toru przesyłowego i odbiornika przedstawiono na rys. 10-45. W celu sprawnego przekazywania energii z anteny do odbiornika impedancja wejściowa anteny Z_A i odbiornika Z_{odb} powinny być dopasowane do impedancji falowej toru przesyłowego Z_f, a ponadto tłumienność toru powinna być



Rys. 10-45. Połączenie anteny z odbiornikiem

możliwie mała. Tory przesyłowe wykonuje się z przewodów wielkiej częstotliwości symetrycznych lub niesymetrycznych.

Najpospolitszym przewodem symetrycznym jest *przewód płaski*, zbudowany z dwóch jednakowych żył jedno- lub wielodrutowych, biegnących równolegle w płaskim izolatorze plastykowym.

Typowym przewodem niesymetrycznym jest *przewód współosiowy* składający się z cienkiej żyły jedno- lub wielodrutowej, biegnącej wewnątrz rurki izolacyjnej o grubych ściankach, oraz żyły zewnętrznej w postaci oplotu z siateczki drucianej, otaczającej izolację pierwszej żyły, oraz z plastykowego płaszcza zewnętrznego.

Podstawowymi parametrami przewodów wielkiej częstotliwości są: impedancja falowa i tłumienność jednostkowa. Znamionowa impedancja falowa przewodów stosowanych do łączenia anten telewizyjnych z odbiornikiem jest znormalizowana i wynosi 300 Ω dla przewodów płaskich i 75 Ω dla przewodów współosiowych. Tłumienność jednostkowa, mierzona w dB/m, zależy od częstotliwości, wymiarów poprzecznych i rodzaju dielektryka (tabl. 10-9).

Tablica 10-9

Tłumienność jednostkowa przewodów wielkiej częstotliwości o jednolitej izolacji polietylenowej wg PN-64/T-90601 i PN-64/T-90602

Rodzaj przewodu	Średnica zewnętrzna lub szerokość przewodu [mm]	Znamionowa impedancja falowa [Ω]	Tłumienność jednostkowa przy 200 MHz [dB/m]
Przewód współosiowy WL 75-0,63/3,7	6,0	75±3	0,22
Przewód współosiowy WD 75-0,63/3,7	6,0	75±3	0,19
Przewód symetryczny PSD 300-0,5/5,0	6,5	300±20	0,10
Przewód symetryczny PSL 300-0,9/7,4	9,3	300±20	0,09

Przewód symetryczny płaski jest tani, jednak ma tę wadę, że w czasie mgły lub deszczu pokrywa się cienką warstwą wilgoci, która powoduje zmianę jego impedancji falowej i tłumienności, co ujemnie wpływa na odbiór. Podobny wpływ ma bliskość przedmiotów metalowych (rur, rynien, blach itp.), a także ścian budynków. Należy więc prowadzić go możliwie daleko od otaczających przedmiotów, stosując specjalne wsporniki. Przewód płaski jest również wrażliwy na zakłócenia radioelektryczne, które przez niego dostają się do odbiornika. Materiał izolacyjny przewodu płaskiego pod działaniem wpływów atmosferycznych z biegiem czasu (3—5 lat) traci swoje dobre właściwości i wymaga wymiany. Przewody współosiowe są odporne na wpływy atmosferyczne oraz na zakłócenia radioelektryczne, mogą być w dowolny sposób prowadzone i układane, mają jednak znacznie większą tłumienność jednostkową od przewodów płaskich (w warunkach idealnych), a ponadto są znacznie od nich kosztowniejsze.

Impedancje wejściowe odbiorników telewizyjnych są znormalizowane i wynoszą 240...300 Ω dla wejść symetrycznych i ok. 75 Ω dla wejść niesymetrycznych. Tak więc stosując odpowiedni przewód wielkiej częstotliwości nietrudno zapewnić dopasowanie zarówno od strony odbiornika jak i od strony anteny.

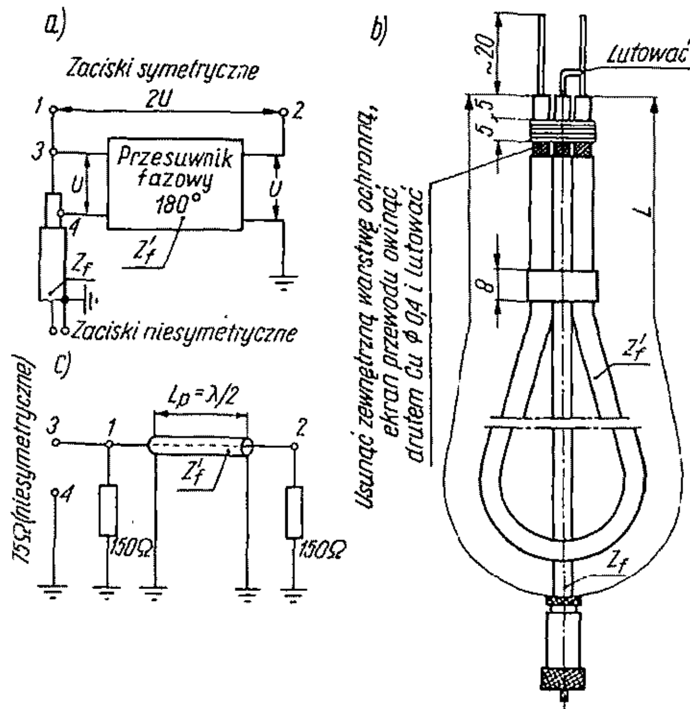
W przypadku łączenia anteny z odbiornikiem za pomocą przewodu współosiowego między antenę a tor przesyłowy należy włączyć symetryzator.

Zasilanie anten symetrycznych za pomocą przewodów współosiowych z pominięciem symetryzatorów jest niewskazane. Pod wpływem sprzężenia między ramionami anteny a przewodem zasilającym po zewnętrznej powierzchni ekranu płynie wówczas prąd w.cz., któremu towarzyszy zjawisko promieniowania. Przewód zasilający staje się wówczas czynną częścią anteny i powoduje zniekształcenie jej charakterystyki promieniowania, zależne od długości przewodu i jego położenia względem anteny, masztu i innych obiektów uziemionych.

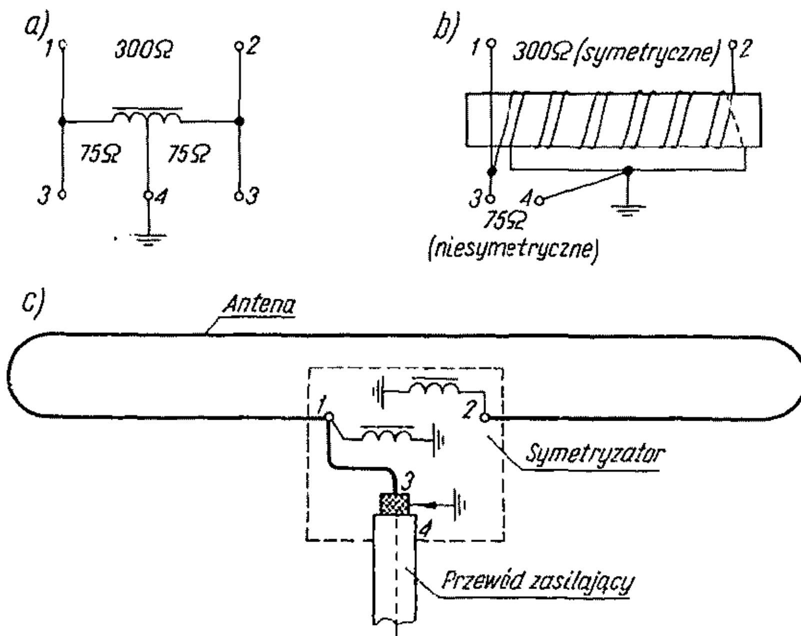
Bardzo prostym i chętnie stosowanym typem symetryzatora jest tzw. *pętla półfalowa*. Zasadę jej działania wyjaśniono na rys. 10-46a, sposób zaś realizacji na rys. 10-46b. Podstawową częścią symetryzatora jest półfalowy odcinek toru charakteryzujący się właściwością przesuwania fazy sygnału o 180°, praktycznie biorąc bez zmiany amplitudy. O szerokości pasma roboczego symetryzatora decyduje stosunek impedancji falowych pętli półfalowej Z'_f i toru przesyłowego Z_f. Najszersze pasmo ze względu na dopasowanie impedancji uzyskuje się dla $Z'_f/Z_f = 2$, natomiast ze względu na tzw. *sprawność symetrii* dla Z'_f/Z_f bliskiego wartości zerowej.

W przypadku $Z'_f/Z_f = 2$ ($Z'_f = 150\ \Omega$) o szerokości pasma decyduje sprawność symetrii. Przy założeniu sprawności symetrii nie gorszej niż 70%, szerokość pasma roboczego symetryzatora wynosi ±25% względem częstotliwości rezonansowej, przy której pętla ma długość dokładnie równą połowie długości fali.

W przypadku $Z'_f/Z_f = 1$ (pętlę półfalową wykonuje się wówczas z tego samego przewodu, z którego jest wykonany tor przesyłowy) o szerokości pasma decyduje dopasowanie impedancji. Przy założeniu dopuszczalnej wartości własnego WFS



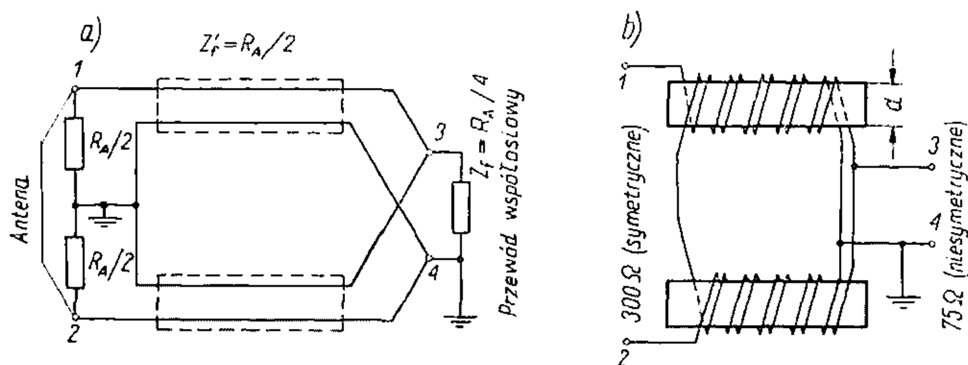
Rys. 10-46. Symetryzator w postaci pętli półfalowej: a) zasada działania; b) układ realizowany w praktyce; c) układ zastępczy



Rys. 10-47. Szerokopasmowy symetryzator antenowy z pojedynczym uzwojeniem bifilarnym: a) schemat ideowy; b) układ realizowany w praktyce; c) połączenie anteny z symetryzatorem

równej 1,5, szerokość pasma roboczego symetryzatora wynosi ±15% względem częstotliwości rezonansowej.

Innym typem symetryzatora jest autotransformator z uziemionym punktem środkowym (rys. 10-47). Autotransformator taki transformuje rezystancję włączoną między zaciski symetryczne *1—2* na rezystancję 4-krotnie mniejszą między zaciskami niesymetrycznymi *3—4*. W celu zwiększenia pasma częstotliwości uzwojenie autotransformatora wykonuje się jako bifilarne na rdzeniu ferrytowym o przenikalności magnetycznej dużej i stałej w całym pasmie. Zaletą symetryzatora jest



Rys. 10-48. Szerokopasmowy symetryzator antenowy z podwójnym uzwojeniem bifilarnym: a) schemat ideowy; b) układ realizowany w praktyce

możliwość połączenia go na stałe z zaciskami anteny. Dzięki temu antenę można zasilać bądź za pomocą przewodu symetrycznego przyłączonego do zacisków *1—2*, bądź przewodu współosiowego, którego żyłę wewnętrzną dołącza się do zacisku *1* lub *2*, a ekran łączy się z dodatkowym zaciskiem uziemiającym.

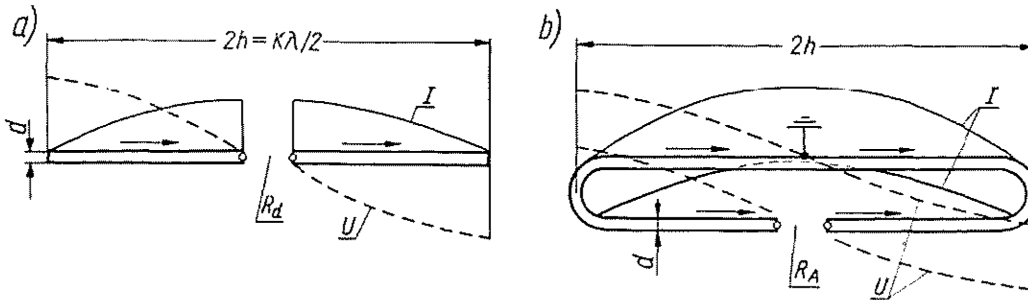
Symetryzatory omawianego typu wykonuje się dla zakresów I—III (40...300 MHz). Straty wnoszone przez symetryzator w tym pasmie nie przekraczają 0,6 dB, a sprawność symetrii nie spada poniżej 90%.

Jeszcze lepsze właściwości można uzyskać stosując symetryzatory z podwójnymi uzwojeniami bifilarnymi (rys. 10-48). Symetryzator taki składa się z dwóch odcinków toru dwuprzewodowego o jednakowej długości, których końcówki od strony zacisków symetrycznych (*1—2*) są połączone szeregowo, natomiast od strony zacisków niesymetrycznych (*3—4*) — równolegle.

Jeżeli do zacisków *1—2* symetryzatora dołączy się antenę o rezystancji wejściowej R_A, to każdy z odcinków toru jest obciążony rezystancją $R_A/2$. Jeżeli ponadto impedancja falowa toru Z_f' jest równa $R_A/2$, to oba odcinki toru pracują w warunkach dopasowania, a więc nie transformują impedancji, niezależnie od ich długości. W wyniku równoległego połączenia obu odcinków toru na zaciskach *3—4* uzyskuje się rezystancję cztery razy mniejszą od rezystancji wejściowej anteny, co zapewnia dopasowanie do przewodu współosiowego.

10.4.2. ANTENY DIPOLOWE

Symetryczny dipol półfalowy jest podstawową anteną telewizyjną. Składa się on z dwóch cienkich prętów lub rurek metalowych o łącznej długości nieco mniejszej od połowy długości fali odbieranej stacji (rys. 10-49a). Pręty te, stanowiące ramiona anteny, są usytuowane równolegle lub prostopadle do powierzchni ziemi, zależnie od polaryzacji odbieranej fali. Nieznaczne skrócenie ramion ma na celu



Rys. 10-49. Dipol półfalowy: a) prosty; b) pętlowy

dostrojenie dipola do rezonansu. Wartość skrócenia określa współczynnik skrócenia *K* (tabl. 10-10), który jest funkcją stosunku długości fali do średnicy pręta $2a$.

Od wartości stosunku $\lambda/2a$ zależy również impedancja wejściowa dipola. W miarę zwiększania średnicy dipola impedancja rezonansowa początkowo jest prawie stała

Tablica 10-10

Długość rezonansowa, współczynnik skrócenia i dobroć dipola półfalowego prostego

Stosunek długości fali do średnicy $\lambda/2a$	Długość rezonansowa $2h_{rez}/\lambda$	Współczynnik skrócenia K	Dobroć Q
100	0,467	0,934	4,1
150	0,470	0,940	4,7
200	0,473	0,946	5,1
300	0,476	0,952	5,6
500	0,478	0,956	6,3
1000	0,480	0,960	7,2

i wynosi około 72 Ω; począwszy od stosunku $\lambda/2a$ mniejszego od około 500 rezystancja rezonansowa nieznacznie wzrasta (rys. 10-50).

Dipol półfalowy w pobliżu częstotliwości rezonansowej zachowuje się jak szeregowy obwód rezonansowy. W związku z tym można wprowadzić pojęcie dobroci *Q*, decydujące o szerokości pasma anteny. Wartość dobroci jest także zależna od sto-

sunku $\lambda/2a$ (tabl. 10-10), przy czym mniejszym stosunkom $\lambda/2a$ odpowiada mniejsza dobroć, a więc szersze pasmo.

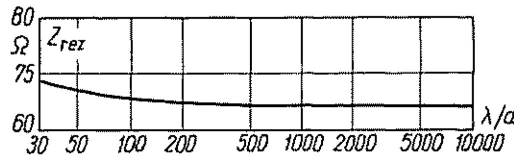
Szerokość pasma dipola półfalowego zależy od jego dobroci Q i dopuszczalnego współczynnika fali stojącej S, a mianowicie

$$B = \frac{S-1}{\sqrt{S}} \frac{f_r}{Q} \tag{10-23}$$

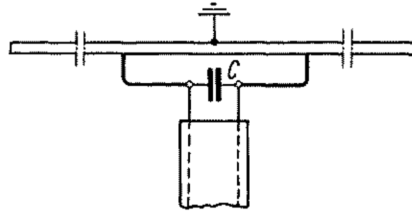
Dopuszczając WFS równy 1,5 zależność (10-23) sprowadza się do postaci

$$B = 0{,}41 \frac{f_r}{Q} \tag{10-24}$$

Impedancja wejściowa dipola półfalowego prostego różni się znacznie od znormalizowanej wartości znamionowej impedancji wejściowej telewizyjnych anten odbior-



Rys. 10-50. Impedancja rezonansowa dipola półfalowego



Rys. 10-51. Bocznikowe zasilanie dipola

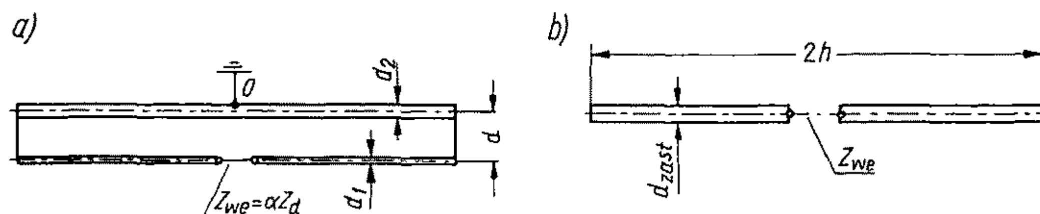
czych. Dla spełnienia wymagań dotyczących impedancji wejściowej anteny stosuje się bądź bocznikowe zasilanie dipola (rys. 10-51), bądź *dipol pętlowy* (rys. 10-49b).

Impedancja mierzona między dowolnymi punktami symetrycznie oddalonymi od środka dipola rezonansowego jest czystą rezystancją, której wartość zależy od odległości punktów pomiarowych od środka dipola. Właściwość tę wykorzystuje się do bocznikowego zasilania dipola. Dobierając odpowiednio położenie punktów dołączenia bocznika uzyskuje się transformację impedancji w szerokim zakresie. Ponieważ długość bocznika jest mniejsza od $\lambda/4$, zatem impedancja w punkcie zasilania ma składową indukcyjną, którą kompensuje się za pomocą odpowiednio dobranego kondensatora C. Wymiary bocznika i pojemność kondensatora ustala się doświadczalnie.

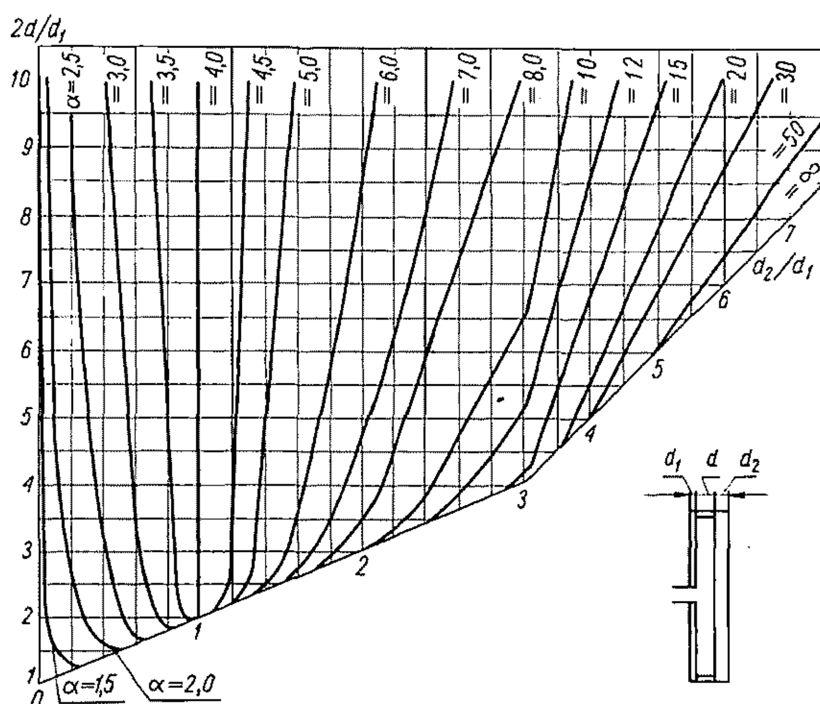
Dipol pętlowy powstaje z połączenia na końcach dwóch równoległych dipoli półfalowych. Wskutek działania impedancji wzajemnych, impedancja wejściowa dipola pętlowego jest czterokrotnie większa od impedancji wejściowej dipola prostego i wynosi ok. 280 Ω. W ten sposób spełnia się wymagania dotyczące wartości znamionowej impedancji wejściowej anteny.

W ogólnym przypadku średnice przewodów dipola pętlowego mogą być niejednakowe (rys. 10-52a). Dipol taki jest równoważny dipolowi prostemu o średnicy zastępczej d_{zast} (rys. 10-52b) określonej zależnością

$$\ln\frac{d_{zast}}{2} = \ln\frac{d_1}{2} + \frac{1}{\left(1+\frac{d_2}{d_1}\right)^2}\left[\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2 \ln\frac{d_2}{d_1} + 2\frac{d_2}{d_1}\ln\frac{2d}{d_1}\right] \qquad (10\text{-}25)$$



Rys. 10-52. Ogólny przypadek dipola półfalowego pętlowego (a) i zastępczy dipol półfalowy prosty (b)



Rys. 10-53. Współczynnik transformacji impedancji dla dipola pętlowego (według H. Jasik: Antenna Engineering Handbook, McGraw-Hill, New York 1961; zamieszczono za zgodą McGraw-Hill Book Company)

Impedancja wejściowa dipola pętlowego

$$Z_{we} = \alpha Z_d \qquad (10\text{-}26)$$

przy czym:

α — współczynnik transformacji impedancji;

Z_d — impedancja wejściowa zastępczego dipola prostego.

Wartość współczynnika transformacji impedancji w funkcji wymiarów dipola pętlowego podano na rys. 10-53.

Charakterystyki promieniowania dipola pętlowego są takie same jak dipola prostego.

10.4.3. ANTENY YAGI-UDA

Anteny Yagi-Uda są najczęściej stosowanymi telewizyjnymi antenami odbiorczymi we wszystkich zakresach częstotliwości. O powszechności stosowania tych anten decyduje prosta budowa, łatwość zasilania, wygoda montażu i mały koszt przy stosunkowo dobrych właściwościach elektrycznych. Antena Yagi-Uda jest utworzona ze zbioru odpowiednio rozmieszczonych elementów promieniujących w postaci prętów lub rurek metalowych o długości około połowy długości fali. Jeden element, zwany czynnym, jest podłączony do toru przesyłowego i służy do pobudzania pozostałych nie podłączonych do toru elementów, zwanych elementami biernymi. W niektórych wykonaniach spotyka się więcej niż jeden element czynny. Pod wpływem pola elektromagnetycznego wytworzonego przez element czynny w elementach biernych indukują się prądy, które wytwarzają własne pole elektromagnetyczne. Pole wypadkowe jest wektorową sumą pól wytworzonych przez element czynny i wszystkie elementy bierne. Jak łatwo przewidzieć, wpływ elementów biernych zależy od ich długości i odległości od elementu czynnego.

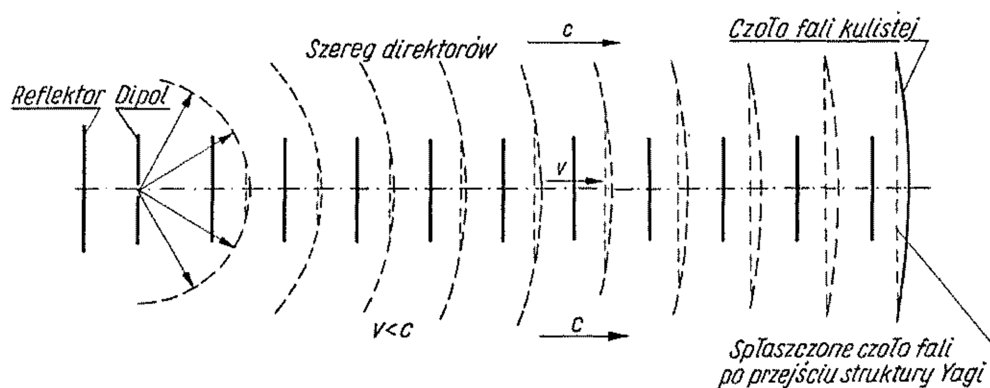
Analiza wieloelementowych anten Yagi jest raczej uciążliwa. Możliwe są dwa podejścia. Jedno polega na rozwiązywaniu układów równań liniowych opisanych w p. 3.4.6. Uzyskane w ten sposób prądy we wszystkich elementach anteny umożliwiają obliczenie charakterystyki promieniowania i impedancji wejściowej anteny [188]. Metoda ta jest bardzo żmudna i znajduje zastosowanie tylko przy niewielkiej liczbie elementów biernych.

Drugi sposób stosuje się do wieloelementowych anten Yagi. Polega on na traktowaniu anteny jako nieskończonej struktury, wzdłuż której rozchodzi się fala elektromagnetyczna (p. 5.3). Można obliczyć prędkość rozchodzenia się fali elektromagnetycznej wzdłuż takiej struktury i okazuje się, że prędkość ta jest mniejsza od prędkości światła w próżni. Działanie anteny Yagi wyjaśnia poglądowo rys. 10-54. Element czynny jest źródłem fali sferycznej, która — gdyby nie było elementów biernych — rozchodziłaby się we wszystkich kierunkach z jednakową prędkością. Ponieważ prędkość rozchodzenia się fali wzdłuż struktury Yagi jest mniejsza od prędkości fali w swobodnej przestrzeni, część energii fali rozchodząca się poza tą strukturą wyprzedza (dogania) część rozchodzącą się wzdłuż struktury. W ten sposób kuliste czoło fali ulega spłaszczeniu. Im większą część przestrzeni obejmuje to spłaszczenie, tym większa jest powierzchnia skuteczna anteny, a więc i większy zysk.

Ponieważ obie omówione metody analizy są bardzo pracochłonne i dają tylko wyniki przybliżone, ostatecznego ustalenia wymiarów anten dokonuje się doświadczalnie.

Należy podkreślić, że dobór wymiarów anteny Yagi-Uda, optymalny z uwagi na właściwości kierunkowe, nie oznacza bynajmniej spełnienia wymagań odnoszących się do impedancji wejściowej. Dopasowanie tych anten wymaga specjalnych środków zaradczych lub kompromisowego doboru elementów. W praktyce prócz parametrów elektrycznych bierze się także pod uwagę możliwości wykonawcze i ekonomię produkcji.

Antena Yagi-Uda może mieć jeden reflektor o długości około $\lambda/2$. Odległość reflektora od elementu czynnego wpływa nieznacznie na charakterystykę promienio-



Rys. 10-54. Poglądowe zilustrowanie działania anteny Yagi-Uda

wania, natomiast ma istotny wpływ na impedancję wejściową, przy czym impedancja wejściowa maleje wraz ze zmniejszaniem odległości.

Jeżeli jest wymagana duża wartość stosunku promieniowania głównego do wstecznego (powyżej 15 dB) w szerokim pasmie częstotliwości, to zamiast pojedynczego reflektora stosuje się reflektor złożony z kilku elementów. Rozmieszcza się je wówczas na powierzchni walcowej, której oś pokrywa się z osią elementu czynnego. Odległość reflektorów od elementu czynnego wynosi w praktyce $(0,2...0,3)\lambda$. Odległości między direktorami anten wieloelementowych są zazwyczaj niejednakowe i zwiększają się z numerem direktora od około 0,1 do około $0,35\lambda$.

Antena Yagi-Uda o maksymalnym zysku charakteryzuje się stosunkowo wąskim pasmem obejmującym zwykle jeden kanał. Jakościowo zjawisko wąskopasmowości można wytłumaczyć następująco. Przy wzroście częstotliwości wzrasta zarówno odległość między elementami jak i długość elementów mierzona w długościach fali, podczas gdy optymalna długość elementów maleje ze wzrostem odległości między nimi. Jeśli jednak direktory wykona się znacznie krótsze od optymalnych, a reflektor znacznie dłuższy, to można zwiększyć szerokopasmowość anteny kosztem zmniejszenia zysku energetycznego.

Zysk energetyczny anten Yagi-Uda określa w przybliżeniu następująca zależność (rys. 10-55):

$$g = 10\gamma \lg n \qquad (10\text{-}27)$$

przy czym:

n — liczba elementów promieniujących w antenie;

γ — współczynnik zależny od szerokości pasma roboczego.

Przeciętne wartości tego współczynnika wynoszą: 1,05 dla $B \leqslant 15\%$ (anteny jednokanałowe w zakresach I/II i wielokanałowe w zakresach III—V), 0,95 dla

Rys. 10-55. Szacunkowa zależność średniego zysku energetycznego anten Yagi-Uda od liczby elementów promieniujących

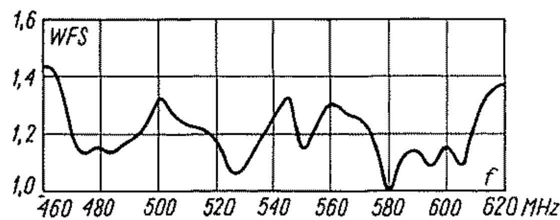
1 — dla anten jednokanałowych w zakresach I/II i wielokanałowych w zakresach III—V; *2* — dla anten szerokopasmowych jednozakresowych; *3* — dla anten szerokopasmowych dwuzakresowych

Rys. 10-56. 15-elementowa antena Yagi-Uda dla IV zakresu częstotliwości

$B = 25...30\%$ (anteny szerokopasmowe jednozakresowe) i 0,83 dla $B \geqslant 50\%$ (anteny szerokopasmowe obejmujące zakres IV i V).

Na rysunku 10-56 pokazano przykład 15-elementowej anteny Yagi-Uda dla IV zakresu częstotliwości. Wymiary anteny i podstawowe parametry elektryczne

Rys. 10-57. Charakterystyki promieniowania 15-elementowej anteny Yagi-Uda: a) w płaszczyźnie *E*; b) w płaszczyźnie *H*



Rys. 10-58. Przebieg WFS w funkcji częstotliwości dla 15-elementowej anteny Yagi-Uda

podano w tabl. 10-11 i 10-12. Na rys. 10-57 i 10-58 przedstawiono charakterystyki promieniowania i przebieg WFS w funkcji częstotliwości.

Bardzo szerokie pasmo częstotliwości oraz doskonałe parametry elektryczne uzyskuje się, jeżeli część czynną anteny wykona się w postaci struktury logarytmicznie

Tablica 10-11

Wymiary (w mm) 15-elementowej anteny Yagi-Uda dla IV zakresu częstotliwości

L_R	L_Z	L_{D1}	L_{D2}	L_{D3}	L_{D4}	L_{D5}	L_{D6}	L_{D7}	L_{D8}	L_{D9}	L_{D10}	L_{D11}
356	271	229	228	223	217	215	212	207	205	200	195	191

f_1	f_2	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	p_7	p_8	p_9	p_{10}	p_{11}
50	69	40	67	86	95	104	115	123	132	146	161	130

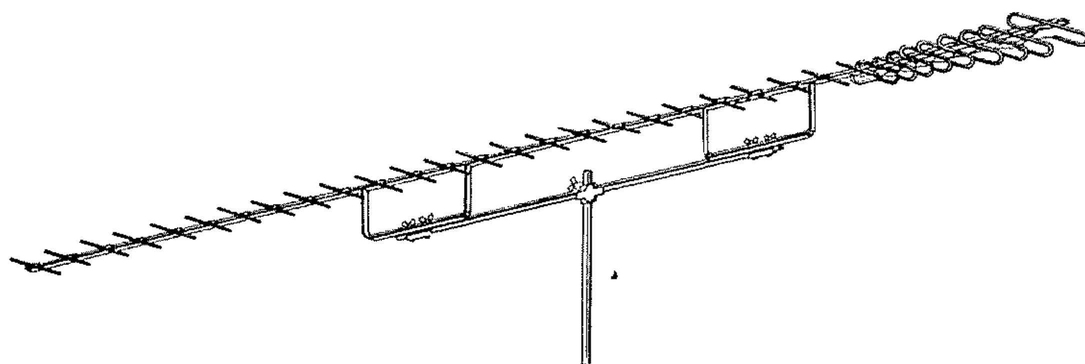
H	d	L_C
238	38	1318

Tablica 10-12

Parametry elektryczne 15-elementowej anteny Yagi-Uda dla IV zakresu częstotliwości

Parametr	Nr kanału		
	21	29	39
Szerokość głównej wiązki promieniowania: w płaszczyźnie E	51°	40°	35°
w płaszczyźnie H	60°	47°	45°
Zysk energetyczny (względem dipola $\lambda/2$) [W/W]	8	12	14

periodycznej (rys. 10-59). Przy 34 elementach taka antena dla IV/V zakresu częstotliwości zapewnia: zysk energetyczny 10,7...20 dB, stosunek promieniowania głównego do wstecznego 33 dB, szerokość głównej wiązki promieniowania w płaszczyźnie poziomej 45...15°, w płaszczyźnie pionowej 50...15°, współczynnik fali stojącej mniejszy od 3. Długość anteny wynosi 3,84 m.



Rys. 10-59. Superszerokopasmowa antena dla IV i V zakresu częstotliwości (VEB Antennenwerke Bad Blakenburg)

10.4.4. UKŁADY ANTENOWE

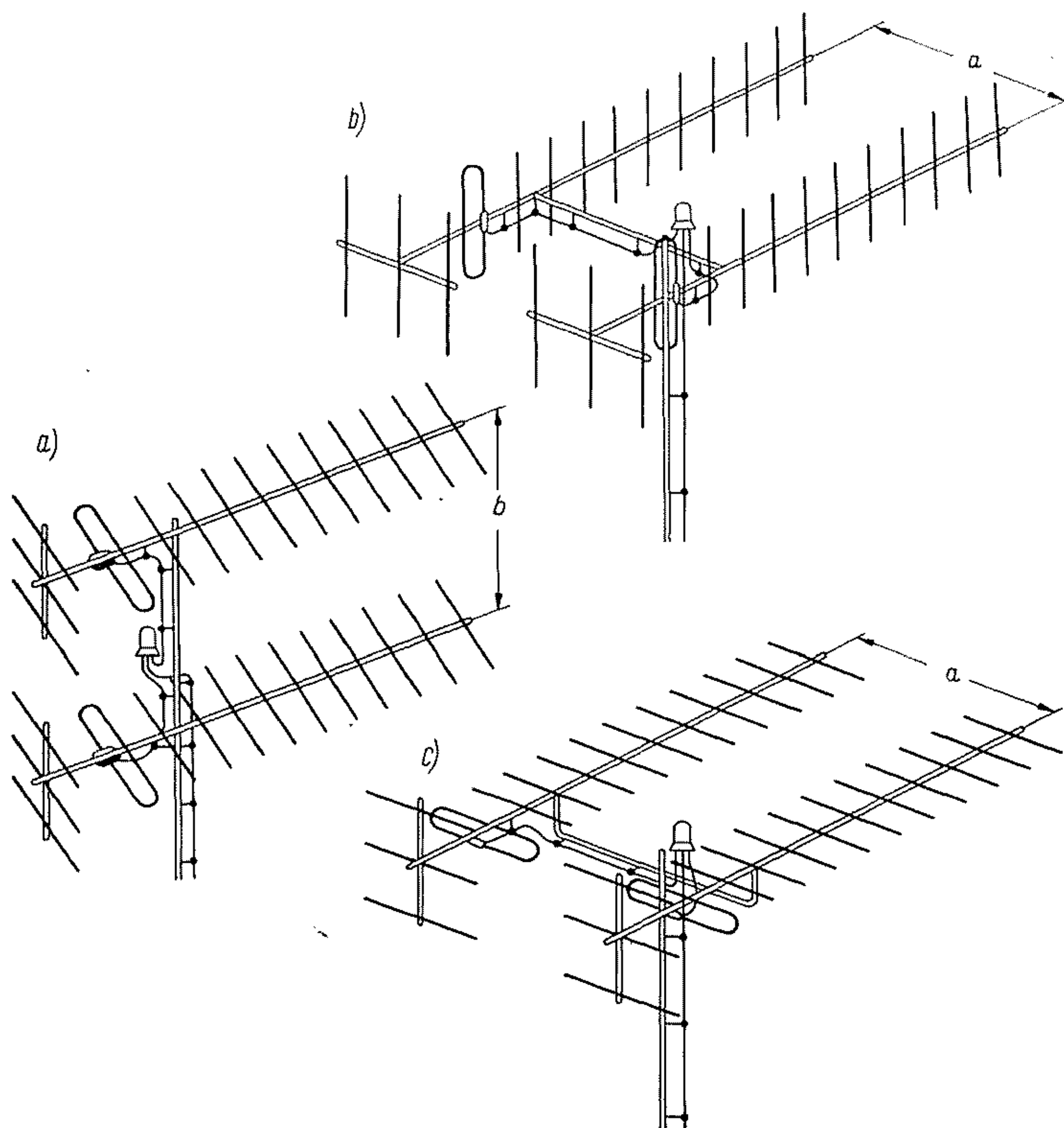
Jeśli pojedyncza antena nie zapewnia żądanego zysku energetycznego lub jeśli obecność zakłóceń wymaga wyeliminowania sygnałów przychodzących z określonego kierunku lub kierunków, to można połączyć kilka anten w jeden układ antenowy. W zasadzie każdy typ anteny nadaje się do składania układów antenowych.

Anteny wchodzące w skład układu antenowego mogą być umieszczone piętrowo jedna nad drugą (rys. 10-60a) lub obok siebie (rys. 10-60b, c). Anteny wchodzące w skład układu zasila się współfazowo przez odpowiedni dobór długości przewodów zasilających. Umieszczenie anten piętrowo powoduje zawężenie charakterystyki promieniowania układu w płaszczyźnie pionowej, zapewniając w ten sposób tłumienie zakłóceń docierających pod dużymi kątami elewacji, np. od przejeżdżających samochodów, trakcji elektrycznej itp. Umieszczenie anten obok siebie powoduje zawężenie charakterystyki promieniowania układu w płaszczyźnie poziomej i zapewnia tłumienie zakłóceń spowodowanych odbiciami od sąsiednich budynków, wzgórz itp. Jednoczesne zawężenie charakterystyki promieniowania w obu płaszczyznach uzyskuje się przez umieszczenie np. dwóch układów piętrowych obok siebie (rys. 10-61). Jednocześnie z zawężeniem charakterystyki promieniowania zwiększa się zysk energetyczny układu.

Zysk energetyczny układu zależy od zysku energetycznego anten wchodzących w jego skład oraz od odległości między antenami. Początkowo zysk energetyczny wzrasta ze wzrostem odległości osiągając maksimum przy odległości optymalnej. Maksymalny teoretyczny przyrost zysku jest wprost proporcjonalny do liczby anten w układzie. Na przykład przy dwukrotnym zwiększeniu liczby anten maksymalny przyrost zysku wynosi 3 dB, przy czterokrotnym — 6 dB.

W praktyce, wskutek sprzężeń między antenami oraz niedokładności i strat w zasilaniu, przyrost zysku jest mniejszy i wynosi przeciętnie 2,5 dB przy podwojeniu liczby anten wchodzących w skład układu, pod warunkiem, że układ antenowy jest umieszczony w polu jednorodnym. Liczba anten wchodzących w skład układu może być dowolna, jednak budowanie układów o zbyt dużych rozmiarach (mierzo-

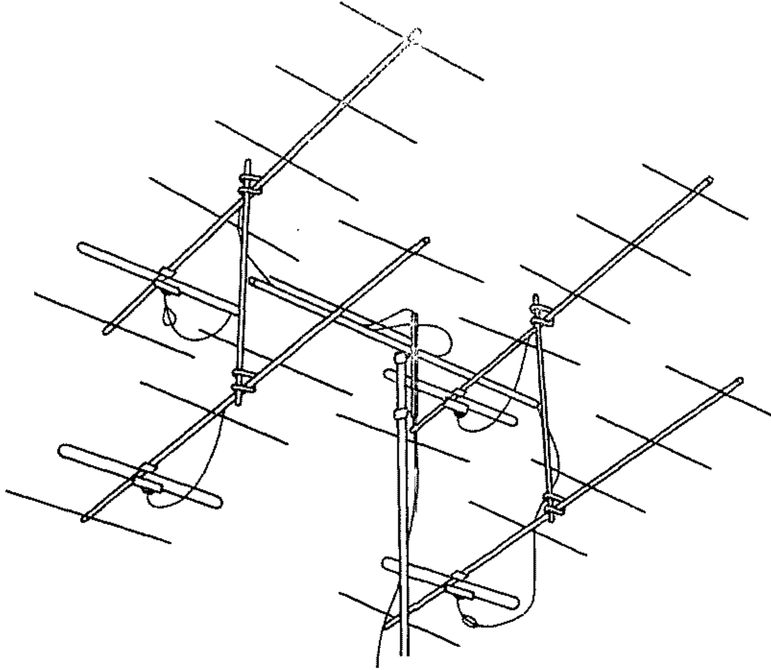
nych w długościach fali) nie jest celowe, bowiem w praktyce mogą występować niejednorodności czoła fali w obrębie dużej apertury anteny odbiorczej, spowodowane warunkami propagacji. Niejednorodność czoła fali powoduje dalsze zmniejszenie przyrostu zysku. Zagadnienie to jest szczególnie ważne w IV i V zakresie częstotliwości.



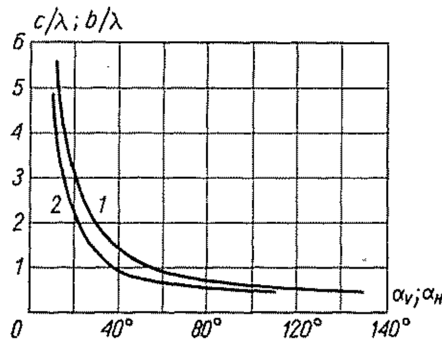
Rys. 10-60. Układy antenowe złożone z dwóch anten Yagi-Uda: a) anteny umieszczone piętrowo; b) anteny umieszczone obok siebie (polaryzacja pionowa); c) anteny umieszczone obok siebie (polaryzacja pozioma)

Zapewnienie maksymalnego zysku energetycznego układu antenowego nie zawsze jest korzystne ze względu na tłumienie zakłóceń. Charakterystyka promieniowania zapewniająca maksymalny zysk układu ma stosunkowo duże listki boczne. Jeśli układ antenowy ma tłumić zakłócenia, to odległości między antenami dobiera się

tak, aby poziom listków bocznych był minimalny. Na rys. 10-62 przedstawiono wykres służący do określenia optymalnej odległości między antenami zapewniającej maksymalny zysk lub minimalny poziom listków bocznych w funkcji szerokości wiązki głównej anten wchodzących w skład systemu.

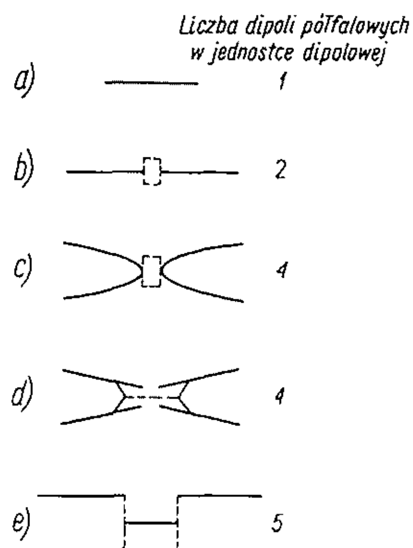


Rys. 10-61. Układ antenowy złożony z czterech sześcioelementowych anten Yagi-Uda

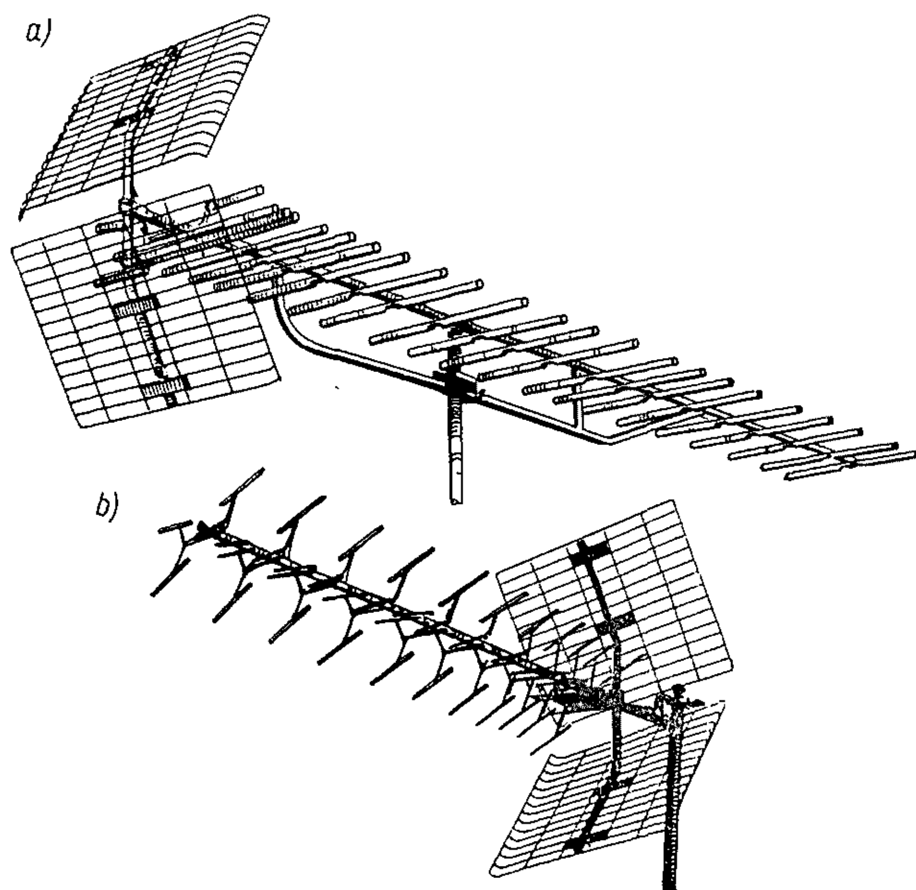


Rys. 10-62. Optymalna odległość między antenami w układzie antenowym zapewniająca maksymalny zysk (*1*) lub minimalny poziom listków bocznych (*2*)

Jednym z najnowszych osiągnięć w technice telewizyjnych anten odbiorczych jest wykorzystanie tzw. *jednostek dipolowych*. Sposób tworzenia jednostek dipolowych wyjaśnia rys. 10-63. Na rys. 10-63a przedstawiono konwencjonalny dipol półfalowy. Łącząc za pomocą izolatora dwa dipole półfalowe uzyskuje się jednostkę dwudipolową (rys. 10-63b). Jednostki czterodipolowe przedstawiono na rys. 10-63c i d, zaś jednostkę pięciodipolową — na rys. 10-63e. Jednostki dipolowe wykorzystuje się



Rys. 10-63. Sposób tworzenia jednostek dipolowych: a) dipol półfalowy; b) jednostka dwudipolowa; c), d) jednostki czterodipolowe; e) jednostka pięciodipolowa



Rys. 10-64. Anteny Yagi-Uda, w których wykorzystuje się jednostki dipolowe: a) jednostki dwudipolowe (Stolle); b) jednostki czterodipolowe (Hirschmann)

jako direktory w strukturach analogicznych do anten Yagi-Uda (rys. 10-64). Elementem czynnym w przypadku jednostek dwudipolowych jest dipol całofalowy lub w przypadku jednostek czterodipolowych — dwa dipole całofalowe. W celu zapewnienia dużego stosunku promieniowania głównego do wstecznego stosuje się reflektory kątowe lub paraboliczne.

Antenę zbudowaną z jednostek dipolowych można traktować jako układ antenowy złożony z odpowiedniej liczby szerokopasmowych anten Yagi-Uda zasilanych współfazowo. Anteny tego typu, w porównaniu z konwencjonalnymi antenami Yagi-Uda, charakteryzują się dużym zyskiem energetycznym przy stosunkowo niewielkich rozmiarach podłużnych. Buduje się anteny pokrywające kilka lub wszystkie kanały IV i V zakresu częstotliwości. Zależnie od liczby direktorów i częstotliwości pracy zysk energetyczny tych anten waha się w granicach od 10 do 17 dB. Stosunek promieniowania głównego do wstecznego na ogół nie spada poniżej 25 dB.

10.5. ANTENY RADIOLOKACYJNE

Rola anteny w urządzeniu radiolokacyjnym wynika z tzw. równania radarowego, określającego zasięg radaru w zależności od parametrów urządzenia [46]

$$R_{max} = \sqrt[4]{\frac{P_N G_0^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 P_{o\,min}}} \tag{10-28}$$

przy czym:

R_{max} — maksymalny zasięg urządzenia radiolokacyjnego w swobodnej przestrzeni;

P_N — moc promieniowana przez antenę;

G_0 — zysk energetyczny anteny w odniesieniu do źródła izotropowego;

$P_{o\,min}$ — minimalna moc doprowadzona do odbiornika zapewniająca wykrycie celu;

σ — skuteczna powierzchnia celu.

Zasięg radaru jest proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z zysku energetycznego anteny i tylko do pierwiastka czwartego stopnia z mocy nadajnika i czułości odbiornika. Obrazowo mówiąc, dwukrotne zwiększenie zasięgu wymaga czterokrotnego zwiększenia zysku energetycznego anteny lub szesnastokrotnego zwiększenia mocy nadajnika lub czułości odbiornika.

Najbardziej rozpowszechnionymi antenami w radiolokacji są anteny reflektorowe oraz układy antenowe złożone z dyskretnych źródeł promieniujących. Zależnie od kształtu charakterystyki promieniowania możemy podzielić je na następujące grupy:

— anteny z wiązką szpilkową,

— anteny z wiązką płetwową,

— anteny z wiązką kształtowaną,

— anteny z szybkim przeszukiwaniem przestrzeni,

— anteny wielowiązkowe.

Istotne znaczenie ma również poziom listków bocznych. Promieniowanie energii przez listki boczne odbywa się kosztem energii zawartej w listku głównym. Jeśli poziom listków bocznych jest wysoki, to echo jest odbierane również za pośrednictwem tych listków i pojawia się na wskaźniku radiolokacyjnym jako fałszywy sygnał. Nie można sprecyzować ogólnych zaleceń co do optymalnego poziomu listków bocznych. W dużej mierze zależy on od zastosowanej anteny i związanych z tym trudności w obniżaniu ich poziomu. W spotykanych w praktyce antenach radiolokacyjnych poziom listków bocznych wynosi — 20... —30 dB poniżej poziomu listka głównego. Przy bardzo starannym zaprojektowaniu i wykonaniu anteny możliwe jest obniżenie tego poziomu do —35...—40 dB.

10.5.1. ANTENY Z WIĄZKĄ SZPILKOWĄ

Najprostszym sposobem uzyskania *wiązki szpilkowej* jest zastosowanie reflektora parabolicznego ze źródłem oświetlającym umieszczonym w ognisku. Teorię takiego reflektora podaliśmy w p. 8.3. W celu zapewnienia dostatecznie niskiego poziomu listków bocznych należy odpowiednio dobrać rozkład pola w aperturze reflektora.

Tablica 10-13

Zysk względny i poziom listków bocznych w zależności od pola na brzegu reflektora

Pole na brzegu reflektora względem pola na środku [dB]	Poziom listków bocznych [dB]		Zysk względny
	w płaszczyźnie E	w płaszczyźnie H	
−10	−20	−21	1
−12	−21	−22	0,975
−15	−22,5	−23,5	0,905
−20	−24	−27	0,827
−25	−26	−30	0,771

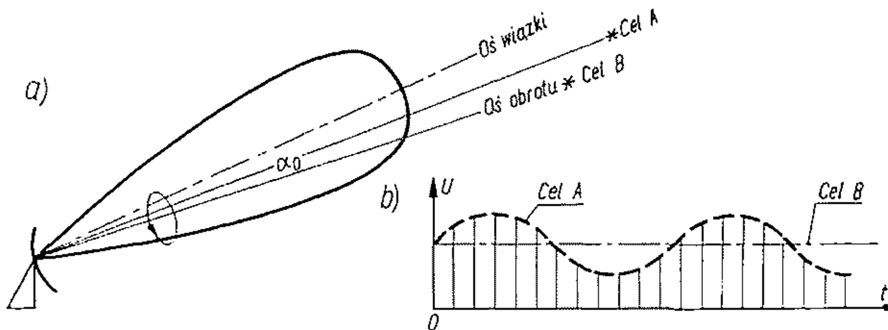
W tabl. 10-13 podano zależność poziomu listków bocznych od pola na brzegu reflektora dla źródła oświetlającego w postaci typowej tuby.

Jednym z zastosowań anteny z wiązką szpilkową jest radar śledzący, określający w sposób ciągły współrzędne śledzonego obiektu i umożliwiający wyznaczenie jego trajektorii lotu. Rozróżnia się radar z *przeszukiwaniem stożkowym* i *radar monoimpulsowy*.

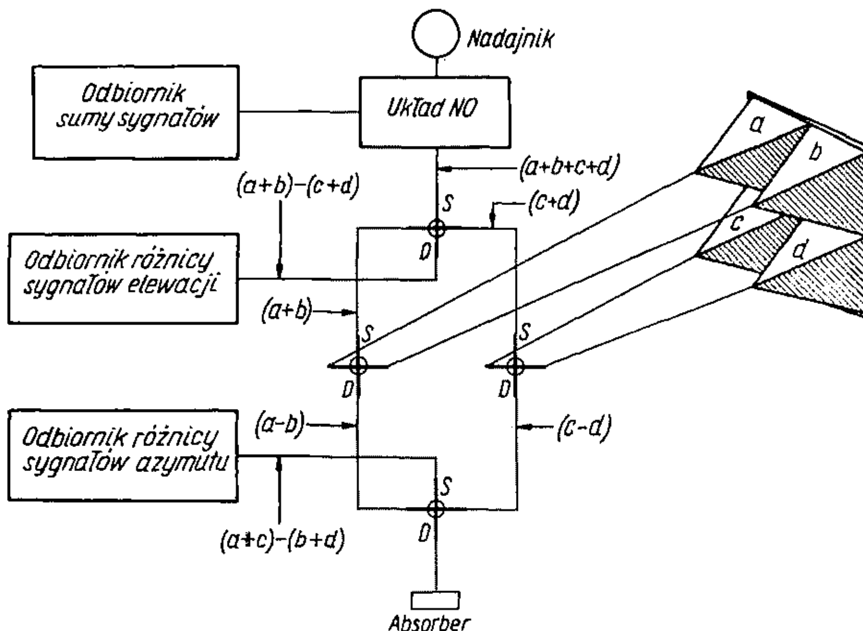
W radarze z przeszukiwaniem stożkowym wiązka antenowa wiruje wokół osi obrotu przesuniętej względem osi wiązki o kąt α_0 (rys. 10-65). Dla celu nie znajdującego się na osi obrotu anteny amplituda odbieranego sygnału zmienia się w funkcji kąta położenia wiązki, przy czym faza składowej zmiennej obwiedni (rys. 10-65b) zależy od kierunku odchylenia kątowego obiektu od kąta równych sygnałów, a amplituda zależy od wielkości kąta odchylenia od kąta równych sygnałów. Stożkowe

przeszukiwanie przestrzeni uzyskuje się na ogół przez wprowadzenie wirowania źródła oświetlającego z prędkością około 30 obr/s.

W urządzeniach automatycznego śledzenia z wirującą wiązką do określenia położenia celu wymaga się szeregu impulsów, natomiast w systemie monoimpulsowym jest możliwe otrzymanie wszystkich informacji o położeniu celu z pojedynczego echa.



Rys. 10-65. Radar śledzący z przeszukiwaniem stożkowym: a) wirująca wiązka antenowa; b) obwiednie odbieranych impulsów



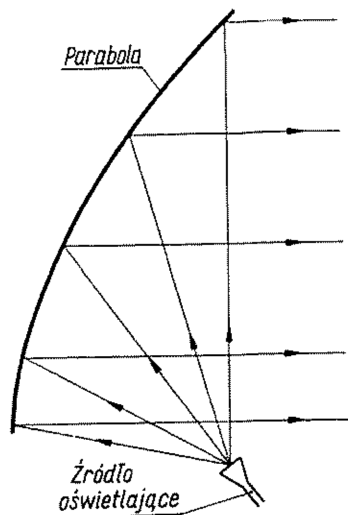
Rys. 10-66. Zasada pracy trójwymiarowego systemu monoimpulsowego

Schemat trójwymiarowego systemu monoimpulsowego przedstawiono na rys. 10-66. Antena zastosowana w tym systemie składa się z reflektora parabolicznego oświetlonego czterema tubami. Tuby są połączone z nadajnikiem i odbiornikiem sumującym za pomocą rozgałęzień pierścieniowych w ten sposób, że są pobudzane współfazowo, natomiast do wejścia odbiornika sygnału elewacji dociera różnica sygnałów

odebranych przez górną i dolną parę tub, a do wejścia odbiornika sygnału azymutu — różnica sygnałów odebranych przez lewą i prawą parę tub. W ten sposób jeśli śledzony obiekt znajduje się na osi anteny, to sygnały na wyjściach odbiorników różnicowych są równe zeru. Odchylenie celu od osi anteny powoduje pojawienie się na wyjściach odbiorników różnicowych sygnałów, które po wzmocnieniu służą do napędu silników anteny, naprowadzających antenę na cel.

10.5.2. ANTENY Z WIĄZKĄ PŁETWOWĄ

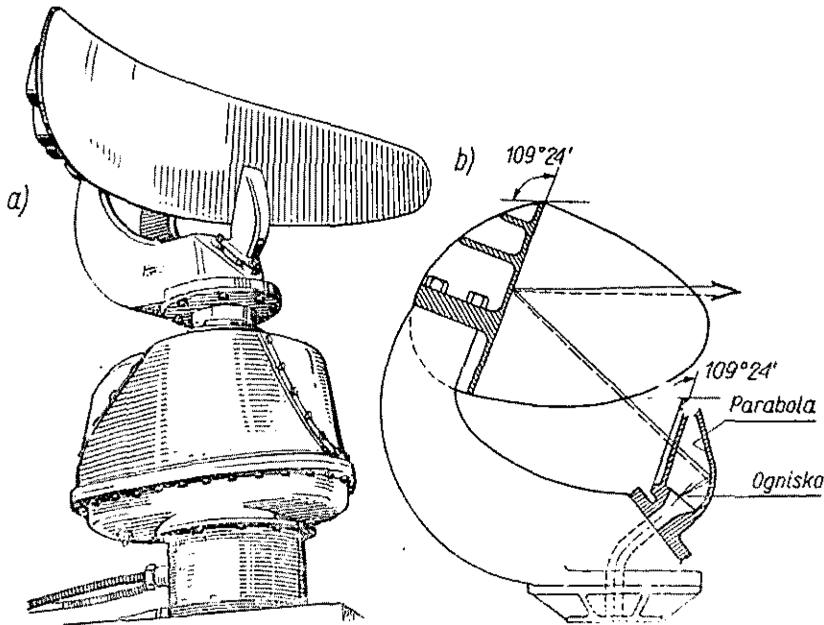
Anteny z *wiązką płetwową* są szeroko stosowane w radiolokatorach morskich. Wiązkę w postaci płetwy można otrzymać wykorzystując symetryczny wycinek paraboloidy obrotowej, oświetlony centralnie źródłem punktowym. Centralne oświetlenie reflektora jest jednak niezbyt korzystne, występują bowiem odbicia od reflek-



Rys. 10-67. Antena z reflektorem podświetlonym

tora w kierunku źródła oświetlającego, powodujące pogorszenie warunków dopasowania anteny, zwiększenie poziomów listków bocznych i zmniejszenie zysku energetycznego. W celu uniknięcia tych niepożądanych zniekształceń charakterystyki promieniowania stosuje się anteny z *reflektorem podświetlonym*. Podświetlenie reflektora polega na usunięciu źródła oświetlającego z obszaru utworzonego przez wiązkę promieni odbitych od reflektora (rys. 10-67).

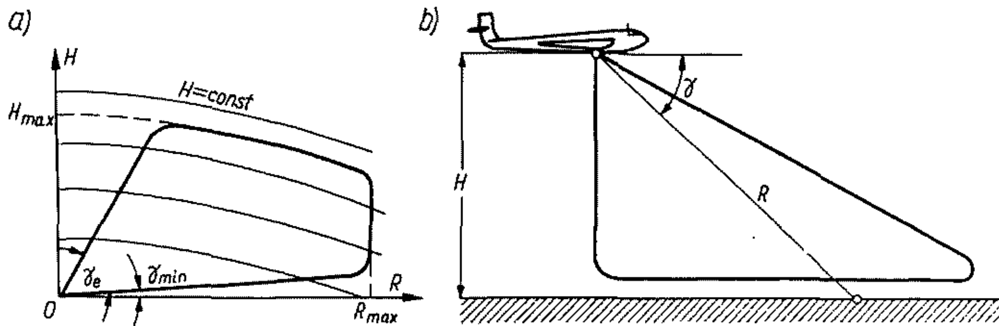
Innym skutecznym sposobem uzyskania wiązki płetwowej jest zastosowanie reflektora w postaci wycinka cylindra parabolicznego oświetlonego źródłem liniowym. Jako liniowego źródła oświetlającego można użyć anteny tubowo-parabolicznej. Przykład takiego rozwiązania pokazano na rys. 10-68.



Rys. 10-68. Antena morskiego radaru nawigacyjnego (a) oraz schemat jej działania (b) (Western Electric Co., New York)

10.5.3. ANTENY Z WIĄZKĄ KSZTAŁTOWANĄ

W radiolokatorach kontroli obszaru powietrznego wymaga się, aby echo od obiektu lecącego na stałej wysokości miało stałą amplitudę przy założeniu, że skuteczna powierzchnia obiektu nie ulega zmianie z odległością. Sygnał echa jest pro-

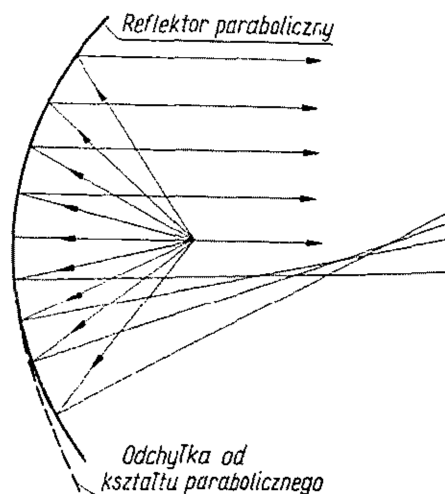


Rys. 10-69. Optymalne charakterystyki promieniowania radaru kontroli obszaru powietrznego (a i radaru samolotowego służącego do obserwacji powierzchni ziemi (b)

porcjonalny do czwartej potęgi pionowej charakterystyki promieniowania i odwrotnie proporcjonalny do czwartej potęgi odległości *R* od anteny do obiektu (rys. 10-69). Ponieważ przy stałej wysokości lotu obiektu odległość *R* jest proporcjonalna do cosecansa kąta elewacji, więc charakterystyka promieniowania anteny zapewniająca stałą amplitudę echa powinna być również proporcjonalna do cosecansa kąta

elewacji. Charakterystykę taką nazywamy *charakterystyką cosecansową*[1]. Podobną charakterystykę powinien mieć radiolokator samolotowy służący do obserwacji powierzchni ziemi (rys. 10-69b).

Charakterystykę cosecansową można uformować za pomocą prawie każdego typu anteny. Ograniczymy się tu jedynie do omówienia anteny z reflektorem o pod-



Rys. 10-70. Kształtowanie elewacyjnej charakterystyki promieniowania anteny radiolokatora kontroli obszaru powietrznego



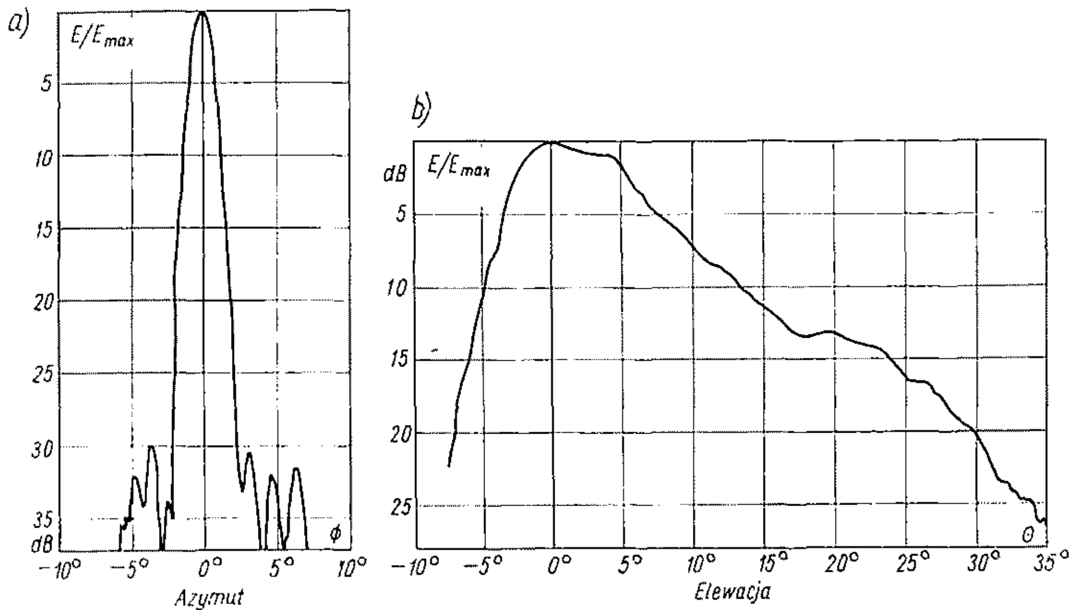
Rys. 10-71. Antena radiolokatora „Avia" (według L. Kiernożycki: Anteny z niesymetryczną wiązką kształtowaną. Prace PIT, 1966, nr 54)

wójnej krzywiźnie. Kształtowanie charakterystyki promieniowania za pomocą reflektora o podwójnej krzywiźnie, oświetlonego źródłem punktowym, pokazano na rys. 10-70. Reflektor kształtowany składa się z dwóch części, a mianowicie: części

[1] W literaturze spotyka się również określenie charakterystyki promieniowania typu $\csc^2$. Określenie to dotyczy charakterystyki promieniowania mocy.

kształtującej prawie równoległą wiązkę promieni i części rozpraszającej promienie w odpowiednich kierunkach. Pierwszą część reflektora, zbliżoną do paraboloidy, nazywamy częścią współfazową. Druga część reflektora ma kształt zbliżony do kuli. Dokładny kształt reflektora można wyznaczyć metodą optyki geometrycznej.

Jako przykład zastosowania anteny z reflektorem o podwójnej krzywiźnie można podać radiolokator kontroli obszaru powietrznego „Avia", zainstalowany w porcie



Rys. 10-72. Charakterystyki promieniowania anteny radiolokatora „Avia": a) w azymucie; b) w elewacji (według L. Kiernożycki: Anteny z niesymetryczną wiązką kształtowaną. Prace PIT, 1966, nr 54)

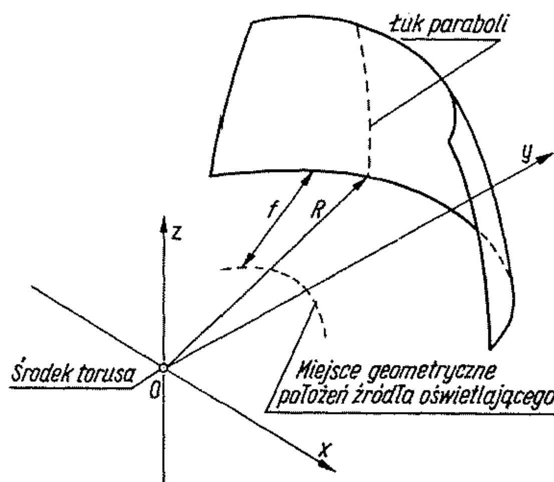
lotniczym Warszawa-Okęcie [27]. Jest to radiolokator o średnim zasięgu wyposażony w antenę o wymiarach 12×4,8 m (rys. 10-71). Zysk energetyczny anteny wynosi 32,9 dB, szerokość wiązki między punktami odpowiadającymi połowie mocy — 1,5°, a poziom listków bocznych — 30 dB poniżej poziomu listka głównego. Charakterystyki promieniowania anteny w azymucie i w elewacji przedstawiono na rys. 10-72.

10.5.4. ANTENY Z SZYBKIM PRZESZUKIWANIEM PRZESTRZENI

Mechaniczne przeszukiwanie przestrzeni w przypadku dużych anten jest trudne i nie zawsze może się odbywać z dostateczną prędkością. Często więc w dużych antenach stosuje się inne metody przemiatania wiązki niż mechaniczne obracanie całej anteny. Znane są różne sposoby elektromechanicznego i elektrycznego sterowania wiązki. Przede wszystkim zajmiemy się zbadaniem możliwości przemiatania wiązki w antenach ze stałym reflektorem przez przesuwanie źródła oświetlającego. Oczy-

wiście znacznie łatwiej jest poruszać mechanicznie małe źródło oświetlające niż całą antenę. Ponadto nieruchomy reflektor o dużych rozmiarach jest znacznie tańszy od reflektora ruchomego.

W antenie z reflektorem parabolicznym wysunięcie źródła oświetlającego z ogniska powoduje zmianę kierunku maksymalnego promieniowania. Tą metodą nie można jednak uzyskać szerokiego zakresu przemiatania ze względu na astygmatyzm i komę. W przypadku reflektora parabolicznego z ogniskiem w aperturze ($f/d_a = 0{,}25$) kierunkowość anteny maleje do 80% wartości maksymalnej przy odchyleniu wiązki



Rys. 10-73. Geometria reflektora torusowego

o ±3 kąty połowy mocy. Zwiększenie długości ogniskowej reflektora powoduje w przybliżeniu proporcjonalny wzrost dopuszczalnych granic przemiatania.

Reflektor kulisty umożliwia uzyskanie szerszego kąta przeszukiwania przestrzeni niż reflektor paraboliczny. W reflektorze kulistym występuje jednak zjawisko aberacji sferycznej, wskutek czego energia fali padającej jest ogniskowana wzdłuż odcinka linii prostej, a nie w ognisku punktowym. Jako źródła oświetlającego nie można więc używać prostej tuby lub dipola. Niewłaściwe ogniskowanie można skorygować stosując liniowe źródło oświetlające lub dodatkowe reflektory albo soczewki.

Szeroki kąt przeszukiwania przestrzeni bez zniekształcenia wiązki można uzyskać za pomocą *reflektora torusowego*. Zasadę działania reflektora torusowego pokazano na rys. 10-73. *Torus paraboliczny* otrzymuje się przez obrót łuku paraboli wokół osi równoległej do płaszczyzny wierzchołkowej paraboloidy. Przekrój poprzeczny w jednej płaszczyźnie (płaszczyzna pionowa na rys. 10-73) jest parabolą, natomiast w płaszczyźnie ortogonalnej — łukiem koła. Przemiatanie wiązki realizuje się przez przesuwanie źródła oświetlającego wzdłuż łuku koła o promieniu równym w przybliżeniu połowie promienia torusa. Ze względu na symetrię osiową reflektora przemiatanie wiązki w płaszczyźnie poziomej nie powoduje jej zniekształcenia.

Czoło fali odbitej od reflektora torusowego nie jest ściśle płaskie; dostateczne przybliżenie fali płaskiej uzyskuje się, jeśli stosunek długości ogniskowej do promienia torusa zawiera się w granicach od 0,43 do 0,45.

W praktyce są realizowane reflektory torusowe oświetlane centralnie i podświetlone. Niższy poziom listków bocznych, lecz niesymetryczny kształt charakterystyki promieniowania otrzymuje się w przypadku reflektorów podświetlonych. Maksymalne listki boczne nie znajdują się w płaszczyznach głównych, lecz w płaszczyznach nachylonych pod kątem 45° względem płaszczyzn głównych. Poziom tych listków jest około 15 dB niższy od poziomu listka głównego.

Teoretyczny zakres przeszukiwania przestrzeni dla reflektora torusowego wynosi 180°. Jednak ze względu na „przelewanie się" energii przez krawędzie reflektora oraz ze względu na zacienianie jednego brzegu reflektora przez drugi praktyczny zakres przeszukiwania wynosi około 120°.

Bardzo szybkie przeszukiwanie przestrzeni można uzyskać w układach antenowych zbudowanych z dyskretnych źródeł promieniujących. Sterowanie wiązki odbywa się w tym przypadku przez zmianę fazy sygnałów poszczególnych elementów promieniujących. Zmiana fazy może odbywać się mechanicznie lub elektronicznie. W tym drugim przypadku mówimy o *elektronicznym przeszukiwaniu przestrzeni* [139]. Oprócz szybkiego przeszukiwania przestrzeni układy antenowe mają jeszcze inne zalety, a mianowicie: możliwość jednoczesnego promieniowania wielu wiązek za pomocą jednej tylko apertury, możliwość uzyskania bardzo dużych mocy szczytowych (elementy promieniujące zasila się równolegle z dużej liczby nadajników), możliwość uzyskania bardzo małych poziomów listków bocznych, brak zacienienia apertury oraz możliwość (teoretyczna) przeszukiwania całej górnej półprzestrzeni.

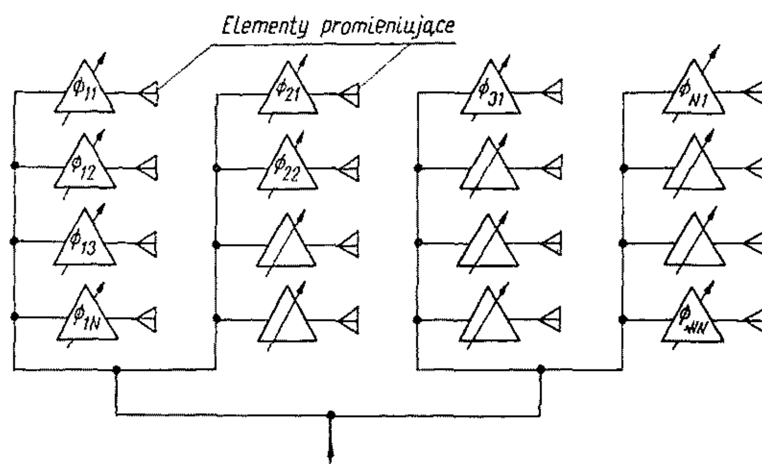
Zasadniczą wadą układów antenowych jest ich koszt i stopień skomplikowania. Na przykład, układ antenowy promieniujący wiązkę o szerokości 1° musi zawierać około 10 000 elementów promieniujących[1]; przy szerokości wiązki 0,1° liczba elementów wzrasta do miliona. Podane liczby elementów promieniujących świadczą o stopniu skomplikowania i koszcie układów antenowych. Mimo to układy antenowe, jako najbardziej wielostronne anteny radiolokacyjne, znalazły zastosowanie w praktyce.

Elektroniczne dwuwymiarowe przeszukiwanie przestrzeni można zrealizować za pomocą dwuwymiarowego układu antenowego, przedstawionego na rys. 10-74. Każdemu elementowi promieniującemu w układzie jest przyporządkowany niezależnie regulowany przesuwnik fazy. Odpowiedni program zmian fazy zabezpiecza elektroniczne przeszukiwanie przestrzeni w azymucie i elewacji. W przypadku układu antenowego o dużej kierunkowości zachodzi potrzeba stosowania bardzo dużej liczby elementów promieniujących i tyluż niezależnych przesuwników fazy. Zmniejszenie liczby przesuwników fazy i uproszczenie sterowania można uzyskać stosując odrębne

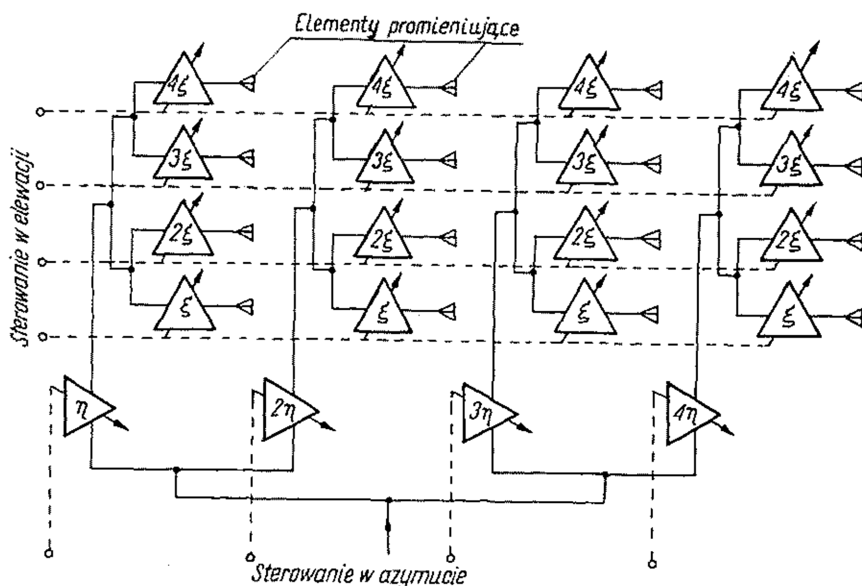
---

[1] Stwierdzenie to dotyczy układów antenowych z równomiernie rozmieszczonymi elementami promieniującymi.

przesuwniki fazy do zmiany położenia wiązki w azymucie i w elewacji (rys. 10-75). Układ taki nazywamy równoległo-równoległym. Wszystkie elementy, znajdujące się w tym samym rzędzie, otrzymują identyczne przesunięcia fazy w celu sterowania wiązki w jednej płaszczyźnie. W celu sterowania wiązki w płaszczyźnie ortogonalnej wszystkie elementy leżące w jednym szeregu otrzymują również jednakowe przesunięcie fazy. Wiązkę można ustawić w dowolnym położeniu w przestrzeni, dobierając odpowiednie przesunięcia fazy, niezależnie dla azymutu i elewacji.



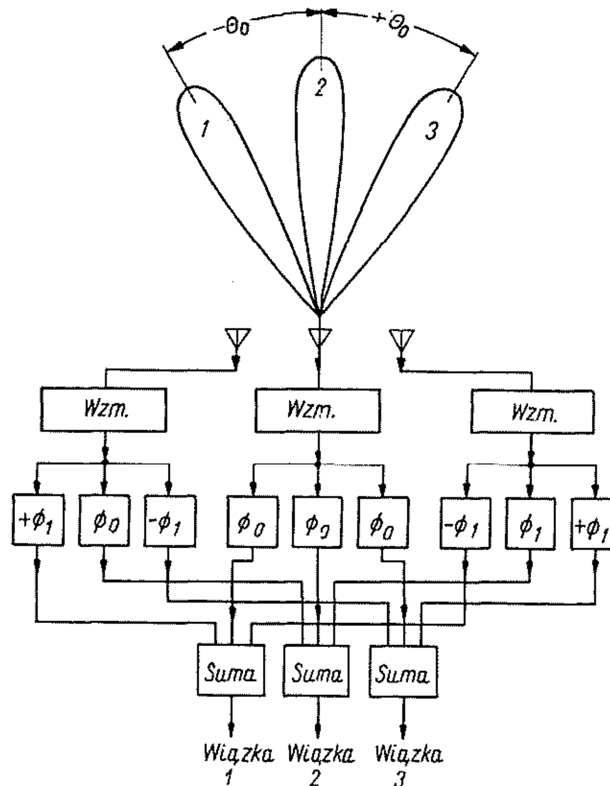
Rys. 10-74. Układ antenowy z regulowanymi przesuwnikami fazy do dwuwymiarowego przeszukiwania przestrzeni



Rys. 10-75. Układ antenowy z niezależnym sterowaniem przesuwnikami fazy do dwuwymiarowego przeszukiwania przestrzeni w azymucie i elewacji

10.5.5. WIELOWIĄZKOWE UKŁADY ANTENOWE

W niektórych radiolokatorach stosuje się wielowiązkowe metody natychmiastowego przeszukiwania przestrzeni. Umożliwiają one dokonanie jednoczesnego pomiaru wszystkich współrzędnych celu. Dzięki temu wiązka antenowa może pozostawać nieruchoma i realizować nieprzerwane przeszukiwanie przestrzeni. Tak więc zostaje usunięta główna wada kolejnego przeszukiwania przestrzeni za pomocą jednej wiązki, jaką jest długi czas przeszukiwania. W celu uzyskania takiego samego zasięgu

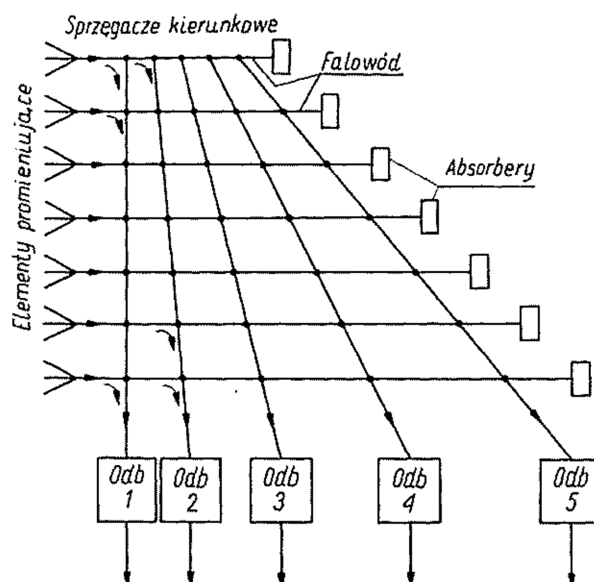


Rys. 10-76. Równoczesne formowanie trzech wiązek w układzie antenowym złożonych z trzech elementów promieniujących

i rozróżnialności jak w stacjach jednowiązkowych z wąską wiązką, stacje wielowiązkowe powinny mieć dużą liczbę wąskich wiązek, pokrywających cały obszar przeszukiwania. Każda z tych wiązek powinna być związana z osobnym urządzeniem odbiorczym.

Zasadę tworzenia *układów wielowiązkowych* wyjaśnimy na przykładzie układu złożonego z trzech elementów promieniujących (rys. 10-76). Każdy element ma przyporządkowane trzy przesuwniki fazy. Jeden zestaw przesuwników wytwarza wiązkę prostopadłą do apertury układu ($\Theta = 0$). Drugi zestaw trzech przesuwników fazy wytwarza wiązkę o kierunku $\Theta = +\Theta_0$; trzeci zestaw wytwarza wiązkę o kierunku $\Theta = -\Theta_0$.

Między elementy promieniujące a przesuwniki fazy można włączyć wzmacniacze kompensujące straty w przesuwnikach. Układy formujące wiązkę (przesuwniki fazy) mogą być zrealizowane na wielkiej częstotliwości lub na pośredniej częstotliwości. Formowanie układu wielowiązkowego na wielkiej częstotliwości za pomocą falowodowych torów przesyłowych pokazano na rys. 10-77.



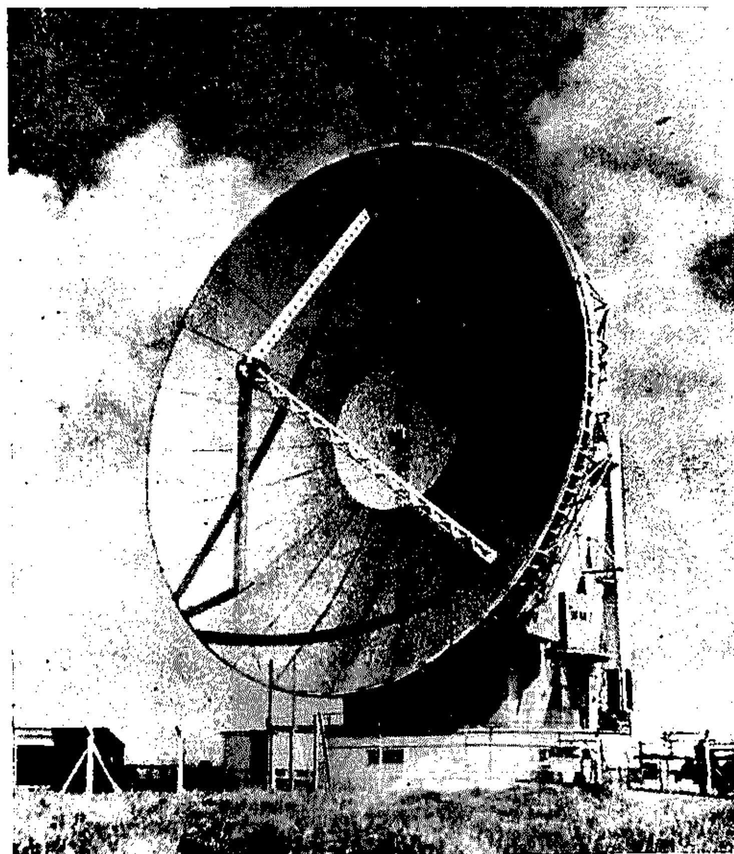
Rys. 10-77. Formowanie szeregu wiązek na wielkiej częstotliwości

10.6. ANTENY DLA RADIOKOMUNIKACJI SATELITARNEJ

Przy obecnym stanie techniki naziemna stacja łączności satelitarnej jest poważną i kosztowną inwestycją [40, 165]. Niemałą część kosztów budowy stacji stanowi antena. Jest więc oczywiste, że należy tak projektować antenę, aby uzyskać żądane parametry przy możliwie małych kosztach. Zadaniem anteny jest wypromieniowanie sygnałów ze stacji naziemnej w kierunku satelity i odbiór sygnałów wysyłanych przez satelitę. Wymagania stawiane antenie od strony nadawczej są stosunkowo łagodne. Zbyt mały zysk energetyczny anteny może być bowiem zrównoważony zwiększeniem mocy nadajnika; Jednak ze względu na możliwość zakłócania pracy innych służb korzystających z tego samego zakresu częstotliwości wymaga się dostatecznie niskiego poziomu listków bocznych.

Znacznie ostrzejsze wymagania stawia się antenie od strony odbiorczej. Odbiór słabych sygnałów z satelity wymaga zapewnienia odpowiedniego stosunku mocy sygnału do mocy szumów na wejściu odbiornika. Moc sygnału jest proporcjonalna do zysku energetycznego anteny. Moc szumów jest proporcjonalna do temperatury szumów systemu, o której decydują szumy odbiornika, straty w torze zasilającym, diplekserze itp. oraz szumy odbierane przez antenę. Dogodnym parametrem określa-

jącym przydatność anteny do pracy w systemie radiokomunikacji satelitarnej jest więc współczynnik przydatności, zdefiniowany jako stosunek zysku energetycznego anteny do temperatury szumów systemu. Przy współczesnym stanie techniki odbiorczej temperatura szumów anteny stanowi istotną część temperatury szumów całego systemu. Temperatura szumów anteny zależy głównie od kształtu tej części charakterystyki promieniowania, która jest skierowana ku ziemi. W celu zapewnienia niskiej



Rys. 10-78. Antena naziemnej stacji radiokomunikacji satelitarnej w Goonhilly Downs (General Post Office, Great Britain)

temperatury szumów należy więc zadbać o to, aby promieniowanie w kierunku ziemi było możliwie małe.

Współczynnik przydatności anteny w typowej naziemnej stacji radiokomunikacji satelitarnej powinien wynosić 40,7 dB.

Najbardziej popularnym typem anteny stosowanym w naziemnych stacjach radiokomunikacji satelitarnej jest reflektor paraboliczny zarówno ze źródłem oświetlającym w ognisku jak i w układzie Cassegraina.

W przypadku reflektora parabolicznego ze źródłem oświetlającym w ognisku głównymi przyczynami promieniowania w kierunku ziemi jest „przelewanie się"

T a b l i c a 10-14

Parametry anten naziemnych stacji radiokomunikacji satelitarnej

Nazwa stacji	Rodzaj anteny	Średnica apertury [m]	$\frac{\text{Długość ogniskowej}}{\text{Średnica apertury}}$	Częstotliwość [GHz]	Zysk energetyczny [dB]	Współczynnik wykorzystania apertury [%]	Temperatura szumowa [K]	
							$\Theta = 0°$	$\Theta = 85°$
Goonhilly Downs I (Wielka Brytania)	reflektor paraboliczny ze źródłem oświetlającym w ognisku	25,9	0,25 (pierwsze wykonanie)	4,3	56,1	30		
			0,36 (drugie wykonanie)	4,3	59,1	60	55	
Fucino (Włochy)	Cassegraina	27,4	0,33	4,0	59,6	69	20	50
				6,0	61,5	60		
Raisting I (NRF)	dwureflektorowa ze współogniskowymi parabolami	25	0,26	4,2	58			
Andower (USA)	tubowo-paraboliczna	20,6		4,0	58	80	3	20
				6,4	61			
Orbita (ZSRR)	reflektor paraboliczny ze źródłem oświetlającym w ognisku	12	0,25	1,0	39,8	60	30...40	

energii promieniowanej przez źródło oświetlające poza krawędzie reflektora i rozpraszanie energii przez podpory. Stwierdzono, że wynikająca z tych przyczyn temperatura szumów anteny nieznacznie maleje ze wzrostem stosunku f/d_a. Średnia wartość temperatury szumów dla reflektora parabolicznego ze źródłem oświetlającym w ognisku wynosi 20 K dla położenia zenitalnego. Do tej wartości należy dodać temperaturę odpowiadającą stratom w torze zasilającym. Przyjmuje się, że na każde 0,1 dB strat należy zwiększyć temperaturę szumów o 7 K. Średnie straty w torze zasilającym wynoszą 0,45 dB. Sumaryczna temperatura szumów reflektora parabolicznego ze źródłem oświetlającym w ognisku wynosi więc około 50 K w położeniu zenitalnym. Oczywiście dla mniejszych kątów elewacji wartość temperatury szumów wzrasta [85].

W układzie Cassegraina część energii źródła oświetlającego, która „przelewa się" poza krawędzie reflektora pomocniczego, jest skierowana ku niebu, którego temperatura szumów jest niska. Pozostaje jednak energia rozpraszana przez podpory, tak że temperatura szumów w tym układzie jest niewiele niższa niż dla pojedynczego reflektora i wynosi 10...15 K w położeniu zenitalnym. Jest to jednak zwykle całkowita temperatura szumów anteny, gdyż ze względu na krótkość toru zasilającego straty w nim są pomijalne [181].

Szczególnie atrakcyjne ze względu na temperaturę szumów są anteny z niesymetrycznym refl ktorem parabolicznym, dla których sumaryczna temperatura szumów w położeniu zenitalnym nie przekracza 5 K [81].

Podstawowe parametry anten kilku naziemnych stacji radiokomunikacji satelitarnej podano w tabl. 10-14. Na rys. 10-78 pokazano antenę w Goonhilly Downs.

WSTĘPNE WIADOMOŚCI O ROZCHODZENIU SIĘ FAL RADIOWYCH 11

Charakterystyczną cechą każdego systemu radiokomunikacyjnego jest przekazywanie informacji przez ośrodek propagacji fal radiowych. W przeciwieństwie do urządzeń zarówno nadawczych jak i odbiorczych, droga przesyłania sygnałów w łączności radiowej jest w dużej mierze niezależna od człowieka. Przetwarzanie wiadomości i nadawanie sygnałów, a także ich odbiór i odtwarzanie zależą od układu i konstrukcji urządzeń przeznaczonych do tych celów; natomiast warunki propagacji fal radiowych są zależne od wielu czynników i okoliczności pozostających poza wpływem działania ludzkiego. W każdym miejscu, czasie i zakresie częstotliwości istnieją określone, w sensie statystycznym, warunki propagacyjne, których znajomość jest konieczna do optymalnego projektowania i wykorzystywania systemów radiokomunikacyjnych.

11.1. PODZIAŁ WIDMA CZĘSTOTLIWOŚCI RADIOWYCH NA ZAKRESY

Zakres częstotliwości wykorzystywany w systemach radiokomunikacyjnych jest bardzo szeroki i rozciąga się od częstotliwości rzędu kilku kiloherców aż do częstotliwości optycznych. Stosunek największych do najmniejszych częstotliwości wykorzystywanych obecnie w praktyce wynosi około 10^{10}. Konsekwencją bardzo dużej szerokości względnej widma częstotliwości radiowych jest znaczne zróżnicowanie ich właściwości, zależnie od położenia w widmie. Zgodnie z Regulaminem Radiokomunikacyjnym [34] stosuje się obecnie dekadowy podział widma fal radiowych na zakresy (tabl. 11-1).

Ze względu na rozszerzanie się widma użytecznych częstotliwości radiowych organizacja CCIR[1] przyjęła numerację zakresów począwszy od 3 Hz, mimo że fale dłuższe od myriametrowych nie mają obecnie praktycznego zastosowania jako fale radiowe.

Przedstawiony w tabl. 11-1 podział częstotliwości jest zupełnie formalny, gdyż nie wynika z naturalnych właściwości fal różnych zakresów. W związku z tym będziemy również posługiwali się podziałem tradycyjnym przedstawionym w tabl. 11-2.

---

[1] Comité Consultatif International des Radiocommunications.

Tablica 11-1

Dekadowy podział widma częstotliwości radiowych na zakresy wg CCIR

Nr pasma	Nazwa zakresu	Długości fal	Częstotliwości
4	fale myriametrowe, VLF	100...10 km	3 30 kHz
5	fale kilometrowe, LF	10...1 km	30...300 kHz
6	fale hektometrowe, MF	1000...100 m	300...3000 kHz
7	fale dekametrowe, HF	100...10 m	3..30 MHz
8	fale metrowe, VHF	10...1 m	30...300 MHz
9	fale decymetrowe, UHF	100...10 cm	300...3000 MHz
10	fale centymetrowe, SHF	10...1 cm	3 ..30 GHz
11	fale milimetrowe, EHF	10...1 mm	30...300 GHz
12	fale decymilimetrowe	1...0,1 mm	300...3000 GHz

Tablica 11-2

Tradycyjny podział widma częstotliwości radiowych na zakresy

Nazwa zakresu	Długości fal	Częstotliwości
Fale bardzo długie	powyżej 20 km	poniżej 15 kHz
Fale długie	20...3 km	15...100 kHz
Fale średnie	3000...200 m	100...1500 kHz
Fale pośrednie	200...100 m	1,5...3 MHz
Fale krótkie	100...10 m	3...30 MHz
Fale ultrakrótkie	10...1 m	30...300 MHz
Mikrofale	poniżej 1 m	powyżej 300 MHz

11.2. KLASYFIKACJA SPOSOBÓW ROZCHODZENIA SIĘ FAL RADIOWYCH

Fale radiowe można sklasyfikować biorąc pod uwagę charakter drogi, wzdłuż której docierają one z nadajnika do odbiornika. W zależności od położenia w przestrzeni dwóch punktów utrzymujących łączność między sobą możemy wyróżnić trzy zasadnicze przypadki:

a) Ziemia — Ziemia, gdy oba punkty znajdują się na Ziemi,

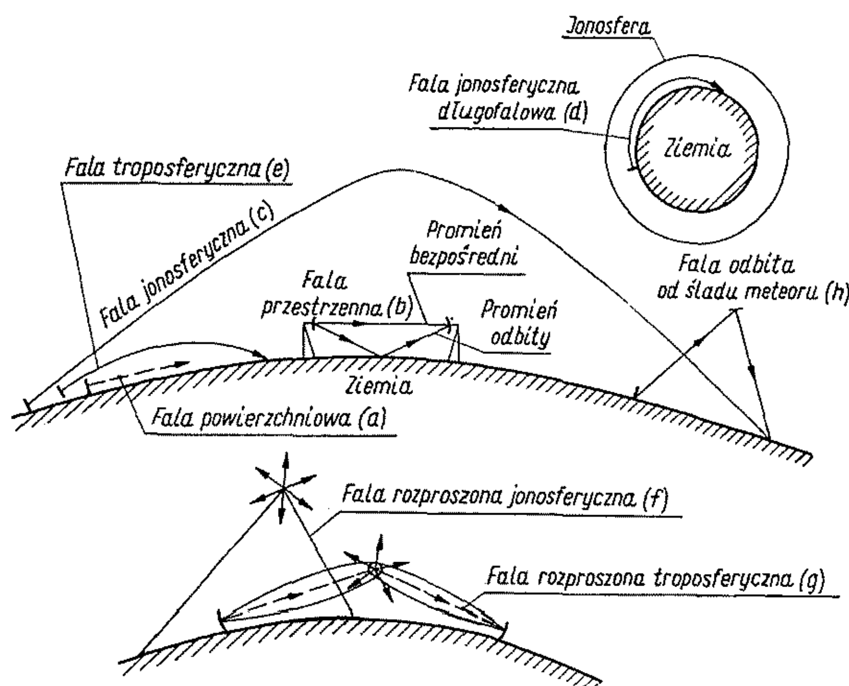
b) Ziemia — Kosmos, gdy jeden z punktów znajduje się na Ziemi, a drugi w przestrzeni kosmicznej,

c) Kosmos — Kosmos, gdy oba punkty znajdują się w przestrzeni kosmicznej.

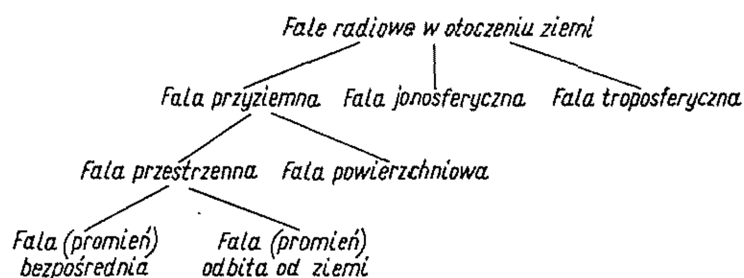
W pierwszym przypadku mamy do czynienia z rozchodzeniem się fal w otoczeniu Ziemi. Pozostałe dwa przypadki możemy w pierwszym przybliżeniu sprowadzić do propagacji fal w swobodnej przestrzeni. Trzeba jednak pamiętać, że fala wypromieniowana z Ziemi w przestrzeń kosmiczną przechodzi przez atmosferę ziemską, a nawet przestrzeń międzyplanetarna ma raczej charakter plazmy niż idealnej próżni.

Na rysunku 11-1 przedstawiono schematycznie różne sposoby rozchodzenia się fal radiowych w otoczeniu Ziemi, a na rys. 11-2 — klasyfikację tych fal.

Falę rozchodzącą się w bliskości powierzchni Ziemi nazywamy *falą przyziemną*. Fale przyziemne dzielimy na *fale powierzchniowe* i *przestrzenne*. Fala powierzchniowa



Rys. 11-1. Różne sposoby rozchodzenia się fal radiowych w otoczeniu ziemi



Rys. 11-2. Schemat klasyfikacji różnych sposobów rozchodzenia się fal radiowych w otoczeniu ziemi

jest promieniowana przez antenę nadawczą, umieszczoną bezpośrednio na powierzchni Ziemi, i rozchodzi się wzdłuż tej powierzchni (rys. 11-1a).

Fale przestrzenne (rys. 11-1b) występują głównie w zakresie fal ultrakrótkich, gdy anteny są umieszczone ponad powierzchnią Ziemi, co jest możliwe dzięki małym rozmiarom anten. Przy falach dłuższych fale przestrzenne występują przy połączeniach między Ziemią a samolotem.

Fala przestrzenna może mieć dwie składowe — *falę bezpośrednią* i *falę odbitą* od powierzchni Ziemi. Gdy anteny nadawcza i odbiorcza znajdują się na powierzchni Ziemi, wówczas obydwie składowe fali przestrzennej mają jednakowe amplitudy, lecz przeciwne fazy i znoszą się wzajemnie; fala powierzchniowa jest wtedy jedyną składową fali przyziemnej.

Falą jonosferyczną nazywamy falę, która dociera do odbiornika dzięki istnieniu jonosfery. Można tu rozróżnić dwa skrajne przypadki, uwidocznione na rys. 11-1c i d. Na rys. 11-1c promień padający na jonosferę ulega odbiciu i powraca na powierzchnię Ziemi. W taki sposób odbijają się od jonosfery fale krótkie i częściowo średnie, natomiast fale długie rozchodzą się w przestrzeni ograniczonej powierzchnią Ziemi i dolną granicą jonosfery w sposób przedstawiony na rys. 11-1d.

Falą troposferyczną nazywamy falę, która dociera do odbiornika dzięki refrakcji w troposferze.

Natężenie pola fali oraz jej faza i kierunek w miejscu odbioru są wynikiem nałożenia się promieni, które docierają do anteny odbiorczej różnymi drogami. Wypadkowe natężenie pola w miejscu odbioru zależy od amplitud, faz i polaryzacji promieni składowych. Może się na przykład zdarzyć, że do anteny odbiorczej docierają dwie fale o znacznych natężeniach pola, ale przesunięte w fazie o kąt bliski 180°, wobec czego wypadkowe natężenie pola jest bardzo małe. Może ono ponadto ulegać dużym zmianom w czasie, jeśli jedna ze składowych zmienia swą amplitudę, fazę lub polaryzację.

Zmienność natężenia pola w miejscu odbioru powoduje powstawanie zaników. *Zanikiem* nazywamy znaczne obniżenie poziomu sygnału w stosunku do poziomu średniego.

11.3. PROPAGACJA FAL RADIOWYCH W SWOBODNEJ PRZESTRZENI

Rozpatrzmy zachowanie się fal radiowych w fikcyjnym ośrodku zwanym swobodną przestrzenią. Umieśćmy w tym ośrodku antenę izotropową, promieniującą energię równomiernie we wszystkich kierunkach. Ośrodek nie wprowadza żadnego tłumienia, wobec czego fale rozchodzą się promieniście, bez strat energii. Jeśli moc promieniowana przez antenę jest równa P, to gęstość mocy w odległości R od źródła wyraża się wzorem

$$S = \frac{P}{4\pi R^2} \tag{11-1}$$

Z drugiej strony moduł uśrednionego wektora Poyntinga można wyrazić przez amplitudę natężenia pola elektrycznego rozchodzącej się fali

$$S = \frac{E^2}{2\zeta_0} = \frac{E^2}{240\pi} \tag{11-2}$$

Porównując wzory (11-1) i (11-2) możemy wyznaczyć amplitudę pola elektrycznego wytwarzanego w odległości R przez źródło izotropowe promieniujące moc P

$$E = \frac{\sqrt{60P}}{R} \tag{11-3}$$

W praktyce stosujemy jednak anteny kierunkowe. Pole wytwarzane przez antenę kierunkową na kierunku maksymalnego promieniowania możemy również obliczyć korzystając z zależności (11-3), jeśli P zastąpimy *zastępczą mocą promieniowaną* izotropowo, tzn. iloczynem zysku energetycznego anteny G_1 (względem anteny izotropowej) i mocy doprowadzonej do anteny P_1

$$E = \frac{\sqrt{60P_1G_1}}{R} \tag{11-4}$$

Jednostki, w jakich są wyrażone poszczególne wielkości we wzorze (11-4), nie są dogodne do praktycznych obliczeń. Korzystniejszą postać wzoru (11-4) otrzymujemy wyrażając moc promieniowaną przez antenę w kilowatach, odległość w kilometrach, a natężenie pola w miliwoltach na metr. Mamy wówczas

$$E = \frac{245\sqrt{P_1G_1}}{R} \tag{11-5}$$

W szczególnym przypadku, gdy źródłem promieniowania jest dipol półfalowy, wówczas $G_1 = 1{,}64$ i wzór (11-5) przyjmuje postać

$$E = \frac{314\sqrt{P_1}}{R} \tag{11-6}$$

Często należy wyznaczyć nie natężenie pola w miejscu odbioru, lecz moc P_2 oddawaną przez antenę odbiorczą do odbiornika. Jeśli powierzchnia skuteczna anteny odbiorczej jest równa A_{sk}, to moc oddawana do odbiornika

$$P_2 = SA_{sk} = \frac{G_1P_1A_{sk}}{4\pi R^2} \tag{11-7}$$

Wyrażając powierzchnię skuteczną anteny odbiorczej przez jej zysk energetyczny

$$A_{sk} = \frac{\lambda^2}{4\pi}G_2$$

możemy wzór (11-7) przedstawić w postaci

$$P_2 = \frac{G_1G_2\lambda^2P_1}{(4\pi R)^2} \tag{11-8}$$

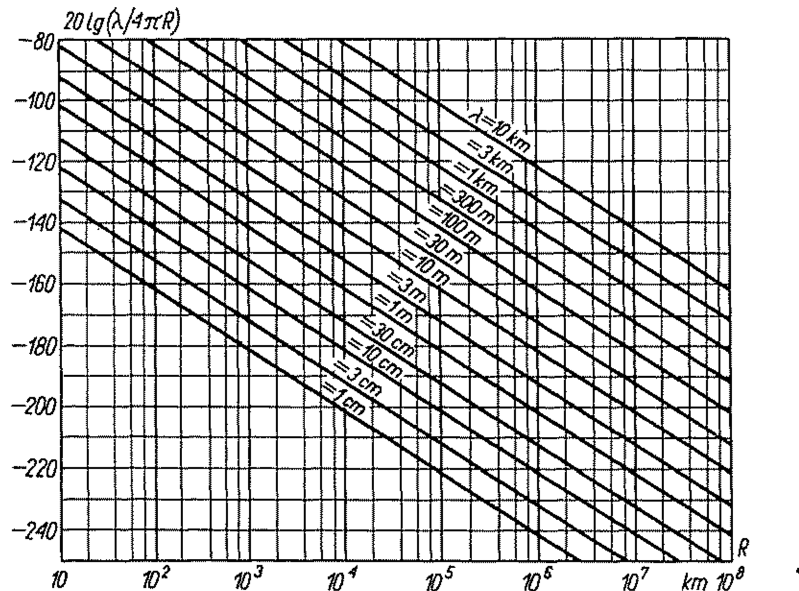
11.4. WSPÓŁCZYNNIK OSŁABIENIA

Fale radiowe rozchodząc się w rzeczywistych ośrodkach ulegają w mniejszym lub większym stopniu tłumieniu. Na przykład przy rozchodzeniu się fali przyziemnej część energii fali wnika w głąb Ziemi i zostaje stracona na ciepło, część energii ulega rozproszeniu i tylko stosunkowo niewielka część dociera do anteny odbiorczej.

Zmniejszenie natężenia pola fali rozchodzącej się w rzeczywistym ośrodku w stosunku do natężenia pola, jakie występowałoby przy rozchodzeniu się fali w swobodnej przestrzeni, ujmuje się przez wprowadzenie *współczynnika osłabienia W*. Jeśli, dla określonych warunków propagacji, potrafimy obliczyć współczynnik osłabienia, to natężenie pola w miejscu odbioru możemy znaleźć z zależności

$$E = \frac{245\sqrt{P_1 G_1}}{R}|W| \tag{11-9}$$

w której dla P w kW i R w km, amplituda E wyrazi się w mV/m.



Rys. 11-3. Zależność tłumienia swobodnej przestrzeni od odległości i długości fali

Współczynnik osłabienia W jest oczywiście funkcją odległości R. W wielu przypadkach tłumienie trasy zmienia się w czasie; wówczas współczynnik osłabienia jest również funkcją czasu.

Moc P_2 doprowadzoną do odbiornika przy propagacji fal radiowych w rzeczywistych ośrodkach znajdziemy mnożąc prawą stronę zależności (11-8) przez kwadrat współczynnika osłabienia

$$P_2 = \frac{G_1 G_2 \lambda^2 P_1}{(4\pi R)^2}|W|^2 \tag{11-10}$$

W praktycznych obliczeniach dogodnie jest wyrazić moc nadajnika oraz moc doprowadzoną do odbiornika w decybelach w odniesieniu do jednego wata [dBW]. Wzór (11-10) wyrażony w mierze logarytmicznej przyjmuje postać

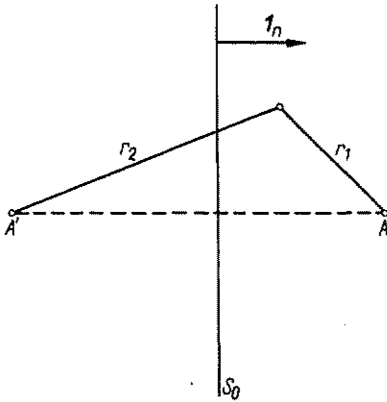
$$P_2 = P_1 + 20\lg\frac{\lambda}{4\pi R} + G_1 + G_2 + W \tag{11-11}$$

przy czym G_1, G_2 i W wyrażamy również w dB.

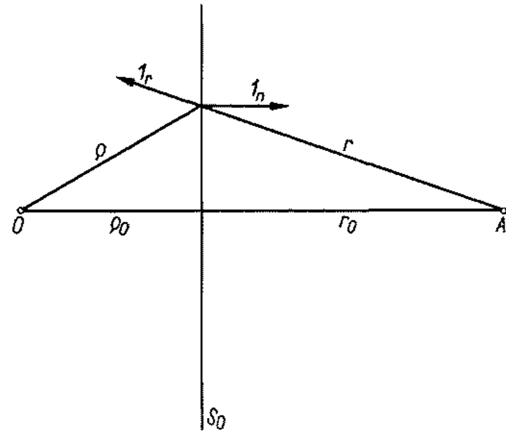
Wielkość $20\lg(\lambda/4\pi R)$, określająca rozpraszanie energii elektromagnetycznej przy propagacji fali w swobodnej przestrzeni między izotropowymi antenami, nosi nazwę *tłumienia swobodnej przestrzeni.* Zależność tłumienia swobodnej przestrzeni od odległości i długości fali przedstawiono na rys. 11-3.

11.5. OBSZAR ISTOTNY DLA PROPAGACJI FAL; STREFY FRESNELA

Rozpatrzmy dwa punkty O i A leżące w swobodnej przestrzeni. Chcemy określić, jaka część przestrzeni bierze istotny udział w propagacji fali między tymi punktami. Niech punkt O będzie punktem źródłowym; otoczmy go powierzchnią Σ utworzoną



Rys. 11-4. Rysunek pomocniczy objaśniający wybór funkcji Greena



Rys. 11-5. Rysunek pomocniczy do analizy całki we wzorze (11-18)

przez płaszczyznę S_0 prostopadłą do prostej OA i półkulę o nieskończenie dużym promieniu. Zgodnie z zasadą Huygensa-Fresnela (p. 2.2.1) pole w punkcie A jest określone przez rozkład pola na powierzchni Σ. Ponieważ jednak pole źródła O musi spełniać warunki wypromieniowania, więc całkowanie po powierzchni półkuli daje rezultat równy zeru i dla pola w punkcie A otrzymujemy następującą zależność:

$$E(A) = -\frac{1}{4\pi}\int_{S_0}\left(\Psi\frac{\partial E}{\partial n} - E\frac{\partial \Psi}{\partial n}\right)\mathrm{d}S \tag{11-12}$$

Funkcja Greena dla naszego problemu ma postać [11]

$$\Psi = \frac{\mathrm{e}^{-jkr_1}}{r_1} - \frac{\mathrm{e}^{-jkr_2}}{r_2} \tag{11-13}$$

przy czym r_1 i r_2 są odległościami od dowolnego punktu na zewnątrz powierzchni Σ odpowiednio do punktu obserwacji A oraz jego zwierciadlanego odbicia A' (rys. 11-4).

Zauważmy, że na powierzchni S_0 funkcja Ψ jest równa zeru [$r_1 = r_2 = r$ (rys. 11-5)], a jej normalna pochodna wyraża się zależnością

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} = 2\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{e^{-jkr}}{r}\right)(1_n \cdot 1_r) \tag{11-14}$$

W praktycznych zagadnieniach propagacyjnych odległość między punktem źródłowym a punktem obserwacji jest zawsze duża w porównaniu z długością fali, możemy więc tak wybrać położenie płaszczyzny S_0, aby jej odległość od punktów O i A była duża względem λ

$$\varrho_0 \gg \lambda \quad \text{oraz} \quad r_0 \gg \lambda \tag{11-15}$$

Przy tych założeniach pochodna funkcji Greena na powierzchni S_0 wyraża się następującą zależnością przybliżoną:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} \approx -jk\frac{e^{-jkr}}{r}(1_n \cdot 1_r) \tag{11-16}$$

Jeśli ponadto ϱ_0 jest duże w stosunku do rozmiarów źródła, to pole na powierzchni S_0 ma postać

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0\frac{e^{-jk\varrho}}{\varrho} \tag{11-17}$$

przy czym wektor $\boldsymbol{E}_0$ określa właściwości kierunkowe i polaryzację źródła.

Wstawiając zależności (11-16) i (11-17) do wyrażenia (11-12) możemy wyrazić pole w punkcie obserwacji za pomocą wzoru

$$\boldsymbol{E}(A) = \frac{-j}{\lambda}\int_{S_0} \boldsymbol{E}_0\frac{e^{-jk(\varrho+r)}}{\varrho r}(1_n \cdot 1_r)\mathrm{d}S \tag{11-18}$$

Analiza całki we wzorze (11-18) umożliwia określenie obszaru istotnego dla propagacji fal radiowych. Każdy element powierzchni S_0 wytwarza w punkcie obserwacji A elementarne pole o amplitudzie równej

$$\frac{E_0}{\lambda}\frac{(1_n \cdot 1_r)}{\varrho r}\mathrm{d}S$$

i fazie (mnożnik $-j$ pomijamy) równej

$$k(\varrho+r)$$

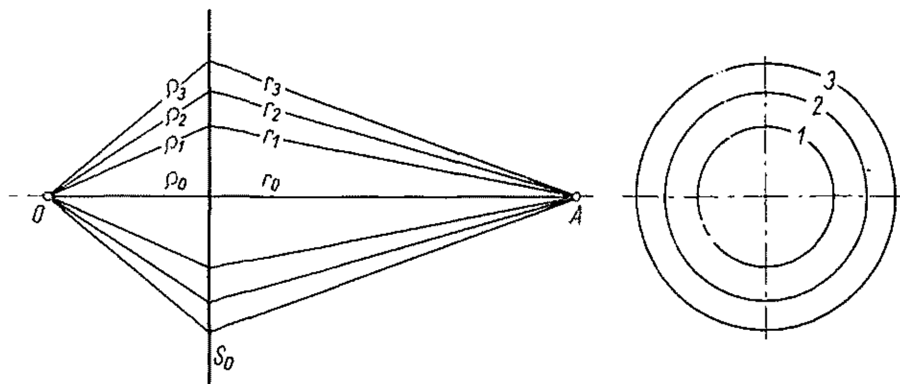
Podzielmy płaszczyznę S_0 na współśrodkowe pierścienie tak, aby fazy pól pochodzących od elementów powierzchni leżących w granicach jednego pierścienia nie różniły się więcej niż o 180°. Pierścienie te, zwane *strefami Fresnela* (rys. 11-6), są wyznaczone przez promienie ϱ_n i r_n spełniające równanie

$$\varrho_n + r_n - \varrho_0 - r_0 = n\frac{\lambda}{2} \tag{11-19}$$

Każda strefa wytwarza w punkcie obserwacji składową pola różniącą się w fazie o 180° względem składowej wytwarzanej przez sąsiednią strefę. Pole wypadkowe możemy więc przedstawić w postaci następującego szeregu:

$$E(A) = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \ldots \tag{11-20}$$

przy czym wyrazy tego szeregu tym mniej różnią się między sobą, z im krótszą falą mamy do czynienia. Możemy więc założyć, że każdy człon szeregu jest w przybliżeniu



Rys. 11-6. Strefy Fresnela

równy średniej arytmetycznej z sąsiednich członów. Przepisując szereg (11-20) w postaci

$$E(A) = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + \ldots \tag{11-21}$$

oraz biorąc pod uwagę, że $\lim\limits_{n\to\infty} E_n = 0$ dochodzimy do wniosku, iż pole w punkcie obserwacji jest w przybliżeniu równe sumie pól źródeł elementarnych rozmieszczonych na połowie pierwszej strefy Fresnela

$$E(A) \approx \frac{E_1}{2} \tag{11-22}$$

Przybliżenie to jest tym lepsze, im silniejsza jest nierówność $\varrho_0 + r_0 \gg \lambda$. Łatwo wykazać, że w każdym przypadku pole w punkcie A jest mniejsze od sumy pól źródeł elementarnych rozmieszczonych na pierwszej strefie Fresnela; mamy więc

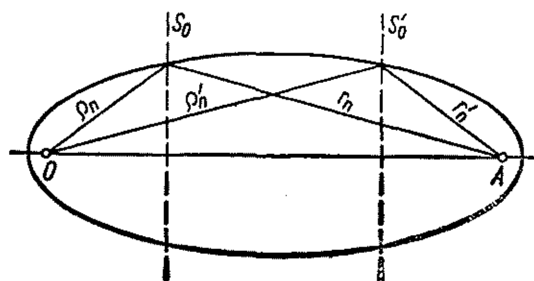
$$\frac{E_1}{2} < E(A) < E_1 \tag{11-23}$$

Przesuwajmy teraz płaszczyznę S_0 wzdłuż prostej OA. Granice stref Fresnela będą opisywać powierzchnie elipsoid obrotowych z ogniskami w punktach O i A (rys. 11-7), jako że warunek

$$\varrho_m + r_n = \varrho_0 + r_0 + n\frac{\lambda}{2} = \text{const} \tag{11-24}$$

jest równaniem elipsoidy.

Z przeprowadzonego rozumowania wynika ważny wniosek: przy propagacji fali między punktami O i A istotną rolę odgrywa obszar leżący wewnątrz przestrzennej strefy Fresnela o niezbyt wysokim numerze. Obszar ten jest tym wyraźniej ograniczony, im silniej są spełnione nierówności (11-15). Przy $\lambda \to 0$ wszystkie



Rys. 11-7. Przestrzenne strefy Fresnela

elipsoidy przechodzą w odcinek prostej łączący punkty O i A, odpowiada to rozchodzeniu się fali wzdłuż promienia.

Określimy teraz rozmiary stref Fresnela. Oznaczmy promień n-tej strefy Fresnela przez R_n. Z prostych zależności geometrycznych oraz warunku (11-13) wynika, że:

$$\varrho_n = \sqrt{\varrho_0^2 + R_n^2} \approx \varrho_0 + \frac{R_n^2}{2\varrho_0} \tag{11-25a}$$

$$r_n = \sqrt{r_0^2 + R_n^2} \approx r_0 + \frac{R_n^2}{2r_0} \tag{11-25b}$$

Korzystając ze wzorów (11-25) i równania (11-19) możemy wyznaczyć promienie stref Fresnela

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda\varrho_0 r_0}{\varrho_0 + r_0}} \tag{11-26}$$

Warto jeszcze zauważyć, że powierzchnie wszystkich stref są jednakowe i równe

$$\frac{\pi\lambda\varrho_0 r_0}{\varrho_0 + r_0}$$

ROZCHODZENIE SIĘ FALI PRZYZIEMNEJ 12

12.1. WŁAŚCIWOŚCI ELEKTRYCZNE POWIERZCHNIOWYCH WARSTW ZIEMI

Propagacja fali przyziemnej w dużym stopniu zależy od parametrów elektrycznych powierzchniowych warstw ziemi oraz pokrycia terenowego. Właściwości elektryczne poszczególnych składników gleby, podłoża i obiektów tworzących pokrycie terenowe zależą od ich struktury, temperatury i wilgotności. Jeżeli dany materiał ma właściwości dyspersyjne, to jego parametry elektryczne są zmienne również w funkcji częstotliwości.

Na ogół wartości parametrów elektrycznych minerałów, składników gleby, materiałów budowlanych itp. w warunkach naturalnych są inne niż odpowiednie wartości mierzone przy badaniu próbek w warunkach laboratoryjnych. Wpływa na to niejednorodność mikrostruktury i właściwości higroskopijne większości materiałów.

Powierzchniowe warstwy ziemi mają na ogół strukturę wybitnie niejednorodną. Dlatego też nie rozpatrujemy parametrów elektrycznych poszczególnych składników, a mówimy o ich wartościach zastępczych, to jest o takiej przenikalności elektrycznej i takiej konduktywności, jakie miałaby warstwa jednorodna, wywołująca taki sam, pod względem jakości i wielkości, wpływ na fale radiowe, jak warstwa ziemi rzeczywistej o tej samej grubości.

Grubość czynnej warstwy ziemi w propagacji fal radiowych zależy od długości fali. Jak to będzie wykazane w następnym punkcie, im mniejsza jest częstotliwość rozchodzącej się fali, tym grubsza warstwa ziemi bierze w tym udział. Skuteczne wartości parametrów elektrycznych ziemi zależą więc od częstotliwości również w pośredni sposób, gdyż długość fali decyduje o głębokości czynnych warstw ziemi, a tym samym o zastępczej wartości konduktywności i przenikalności elektrycznej.

Nierówności terenu i jego pokrycia mają w skutkach podobne znaczenie jak zmniejszenie zastępczej konduktywności ziemi, objawiające się zwiększeniem tłumienia fali.

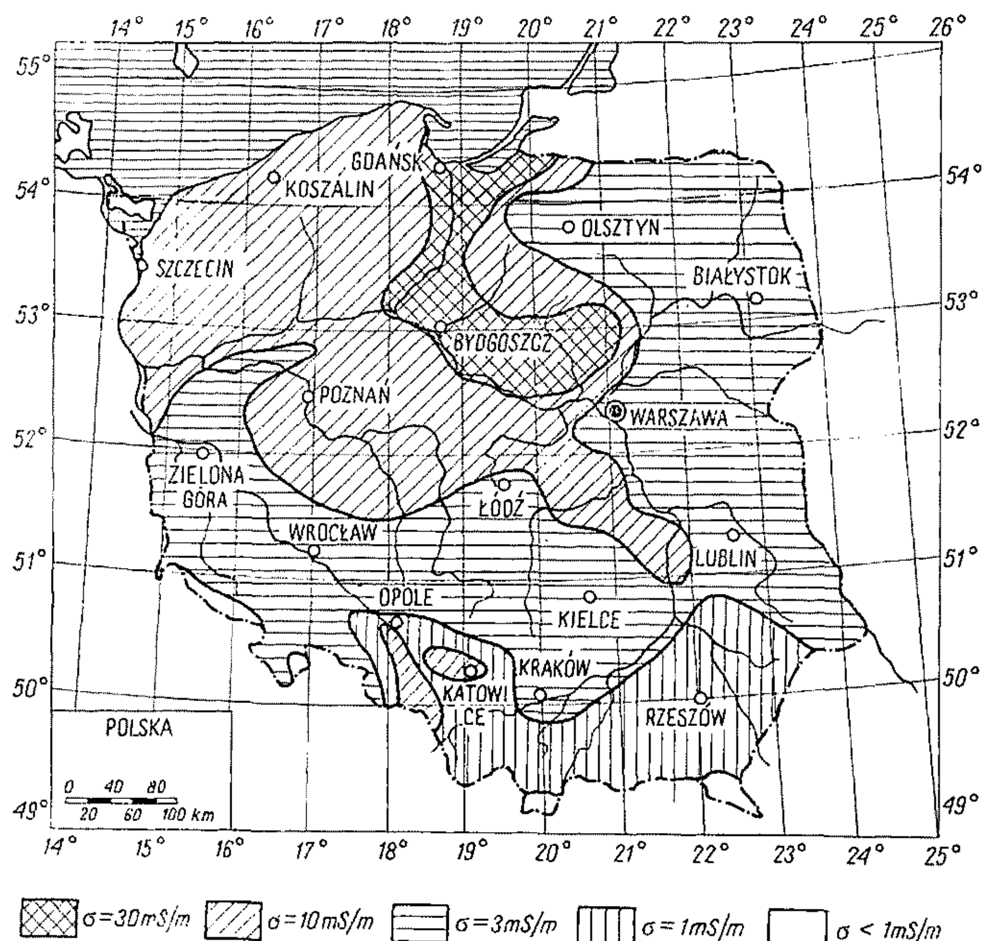
W tablicy 12-1 podano wartości zastępczej konduktywności i przenikalności elektrycznej dla najczęściej spotykanych w praktyce rodzajów gruntów i pokrycia terenowego [13, 72].

Na rysunku 12-1 pokazano orientacyjną mapę konduktywności gruntów na terytorium Polski [28].

Tablica 12-1

Zastępcza konduktywność i przenikalność elektryczna różnych rodzajów powierzchni ziemi

Rodzaj powierzchni ziemi	Względna przenikalność elektryczna	Konduktywność [S/m]
Gleba żyzna, wilgotna	20	$10^{-2}...3\cdot10^{-2}$
Gleba średnia, wilgotna	10...20	$3\cdot10^{-3}...10^{-2}$
Gleba uboga, sucha	3...4	$10^{-4}...3\cdot10^{-3}$
Góry	—	$7\cdot10^{-4}$
Lasy	—	10^{-3}
Duże miasta	—	10^{-3}
Woda morska	80	4
Woda słodka (rzeki, jeziora)	80	10^{-3}



Rys. 12-1. Mapa konduktywności gruntów na terytorium Polski

12.2. ROZCHODZENIE SIĘ FALI PŁASKIEJ W JEDNORODNYM OŚRODKU PÓŁPRZEWODZĄCYM

Korzystając z pojęcia zespolonej przenikalności elektrycznej możemy wyrazić pole fali płaskiej w jednorodnym ośrodku półprzewodzącym takimi samymi wzorami jak dla ośrodka dielektrycznego. Dla fali rozchodzącej się wzdłuż osi x mamy wówczas:

$$E_z = E_m e^{-jkx} \tag{12-1a}$$

$$H_y = -\frac{1}{\zeta} E_m e^{-jkx} \tag{12-1b}$$

przy czym:

$$\zeta = \frac{\zeta_0}{\sqrt{\varepsilon_r'}} \tag{12-2}$$

$$k = k_0 \sqrt{\varepsilon_r'} \tag{12-3}$$

$$\varepsilon_r' = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0} = \varepsilon_r - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} = \varepsilon_r - j60\lambda_0\sigma \tag{12-4}$$

ε_r, σ — względna przenikalność elektryczna oraz konduktywność ośrodka.

Wprowadzając oznaczenia:

$$\sqrt{\varepsilon_r'} = n - jp \tag{12-5}$$

$$k_0 p = \alpha \tag{12-6}$$

$$k_0 n = \frac{\omega}{v} \tag{12-7}$$

możemy przepisać wzory (12-1) w następującej postaci:

$$E_z = E_m e^{-\alpha x} e^{-j\frac{\omega}{v}x} \tag{12-8a}$$

$$H_y = -\frac{\sqrt{n^2+p^2}}{120\pi} E_m e^{-\alpha x} e^{-j\left(\frac{\omega}{v}x + \mathrm{arctg}\frac{p}{n}\right)} \tag{12-8b}$$

Analiza wzorów (12-8) pozwala na sformułowanie właściwości fali płaskiej rozchodzącej się w jednorodnym ośrodku półprzewodzącym:

1. Fala w ośrodku półprzewodzącym jest *falą poprzeczną*; wektor pola elektrycznego, wektor pola magnetycznego i kierunek ruchu fali są do siebie prostopadłe.

2. W trakcie rozchodzenia fala ulega tłumieniu, przy czym *współczynnik tłumienia* α wyraża się wzorem (12-6).

3. Pole elektryczne i magnetyczne rozchodzi się z jednakową prędkością $v = c/n$.

4. W każdym punkcie przestrzeni pole magnetyczne jest przesunięte w fazie względem pola elektrycznego o kąt $\varphi = \mathrm{arctg}(p/n)$.

5. Amplituda pola magnetycznego jest związana z amplitudą pola elektrycznego zależnością

$$H_m = \sqrt{\frac{n^2+p^2}{120\pi}} E_m$$

Aby określić współczynniki n i p, wchodzące w skład wyrażeń na współczynnik tłumienia, prędkość rozchodzenia się fali oraz amplitudę pola magnetycznego, podniesiemy do kwadratu obie strony równania (12-5)

$$\varepsilon_r - \mathrm{j}60\lambda_0\sigma = n^2 - p^2 - \mathrm{j}2np$$

Otrzymane równanie zespolone jest równoważne następującym dwom równaniom rzeczywistym:

$$\left.\begin{aligned} n^2 - p^2 &= \varepsilon_r \\ 2np &= 60\lambda_0\sigma \end{aligned}\right\} \tag{12-9}$$

Rozwiązując układ równań (12-9) względem n i p otrzymamy:

$$n = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0\sigma)^2}\right]} \tag{12-10}$$

$$p = \sqrt{\frac{1}{2}\left[-\varepsilon_r + \sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0\sigma)^2}\right]} \tag{12-11}$$

Wpływ ośrodka półprzewodzącego na propagację fal zależy od stosunku przenikalności elektrycznej do parametru $60\lambda_0\sigma$. Jeśli stosunek ten jest dużo większy od jedności

$$\frac{\varepsilon_r}{60\lambda_0\sigma} \gg 1$$

to wzory (12-10) i (12-11) można uprościć do postaci:

$$n \approx \sqrt{\varepsilon_r} \tag{12-12}$$

$$p \approx \frac{30\lambda_0\sigma}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{12-13}$$

Ośrodek ma więc właściwości zbliżone do dielektryka; fala rozchodzi się z prędkością $v \approx c/\sqrt{\varepsilon_r}$, a współczynnik tłumienia jest równy $\alpha = 60\pi\sigma/\sqrt{\varepsilon_r}$.

W przeciwnym przypadku, tzn. gdy

$$\frac{\varepsilon_r}{60\lambda_0\sigma} \ll 1$$

ośrodek ma właściwości zbliżone do przewodnika. Ze wzorów (12-10) i (12-11) otrzymujemy wówczas:

$$n \approx \sqrt{30\lambda_0\sigma} \tag{12-14}$$

$$p \approx \sqrt{30\lambda_0\sigma} \tag{12-15}$$

Prędkość rozchodzenia się fali

$$v = \frac{c}{\sqrt{30\lambda_0\sigma}} \tag{12-16}$$

różni się znacznie od prędkości światła w próżni. Długość fali w ośrodku półprzewodzącym λ ulega więc istotnemu skróceniu w stosunku do długości fali w swobodnej przestrzeni

$$\lambda = \sqrt{\frac{\lambda_0}{30\sigma}} \tag{12-17}$$

Na przykład przy częstotliwości 150 kHz ($\lambda_0 = 2000$ m) długość fali w suchej glebie ($\sigma = 0{,}001$ S/m) wynosi 258 m, a w wodzie morskiej ($\sigma = 4$ S/m) — tylko 4,1 m.

Jednocześnie fala ulega silnemu tłumieniu. O stopniu tłumienia świadczy *głębokość wnikania fali*, tj. głębokość, na której amplituda fali maleje e-krotnie w stosunku do amplitudy na powierzchni ośrodka półprzewodzącego. Głębokość wnikania jest oczywiście równa odwrotności współczynnika tłumienia

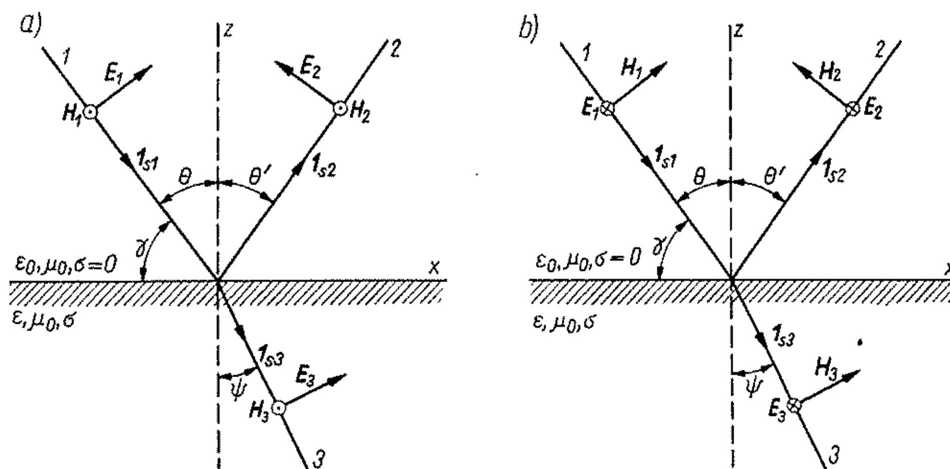
$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\lambda_0}{30\sigma}} \tag{12-18}$$

W podanym wyżej przykładzie głębokości wnikania są równe odpowiednio: 41,2 m oraz 0,65 m.

12.3. ODBICIE FAL RADIOWYCH OD POWIERZCHNI ZIEMI

Przy studiach nad rozchodzeniem się fal krótkich i ultrakrótkich często spotykamy się ze zjawiskiem odbicia się fal od powierzchni ziemi. Interesujący nas problem można sformułować w następujący sposób: na płaską granicę między powietrzem a półprzewodnikiem pada pod kątem Θ jednorodna fala płaska o polaryzacji pionowej lub poziomej.

Przez pojęcie fali spolaryzowanej pionowo będziemy w tym przypadku rozumieli falę, której wektor pola elektrycznego leży w płaszczyźnie padania (tj. w płaszczyźnie pionowej, rys. 12-2a); natomiast wektor pola elektrycznego fali spolaryzowanej



Rys. 12-2. Odbicie i załamanie fali na granicy dwóch ośrodków: a) fala spolaryzowana pionowo; b) fala spolaryzowana poziomo

poziomo jest prostopadły do płaszczyzny padania (rys. 12-2b), tzn. jest równoległy do płaszczyzny granicznej. Przy dowolnej polaryzacji fali padającej można ją rozłożyć na składowe o polaryzacji pionowej i poziomej.

Promień *1* padający na granicę ośrodków (płaszczyzna *xy*) rozszczepia się na promienie: odbity *2* i załamamy *3*, które tworzą z normalną do granicy ośrodków (oś *z*) kąty Θ' i Ψ. Z warunku ciągłości składowych stycznych pola na powierzchni granicznej wynika, że:

1. Wektory jednostkowe $\mathbf{1}_{s1}$, $\mathbf{1}_{s2}$ i $\mathbf{1}_{s3}$ określające kierunek ruchu fali padającej odbitej i załamanej muszą spełniać następujące równości:

$$k_0 \mathbf{1}_x \cdot \mathbf{1}_{s1} = k_0 \mathbf{1}_x \cdot \mathbf{1}_{s2} = k \mathbf{1}_x \cdot \mathbf{1}_{s3} \qquad (12\text{-}19)$$

2. Współczynnik odbicia będący stosunkiem natężenia pola fali odbitej do natężenia pola fali padającej wyraża się wzorem:

dla polaryzacji pionowej

$$R_V = \frac{\varepsilon_r' \sin\gamma - \sqrt{\varepsilon_r' - \cos^2\gamma}}{\varepsilon_r' \sin\gamma + \sqrt{\varepsilon_r' - \cos^2\gamma}} \qquad (12\text{-}20)$$

dla polaryzacji poziomej

$$R_H = \frac{\sin\gamma - \sqrt{\varepsilon_r' - \cos^2\gamma}}{\sin\gamma + \sqrt{\varepsilon_r' - \cos^2\gamma}} \qquad (12\text{-}21)$$

przy czym γ jest dopełnieniem kąta padania.

Z równości (12-19) wynika, że kąt padania równa się kątowi odbicia. Ponadto, ponieważ *k* jest liczbą zespoloną, równość ta może być spełniona tylko wówczas, gdy przyjmiemy, że wektor jednostkowy $\mathbf{1}_{s3}$ jest zespolony. Założenie takie wpływa w sposób istotny na strukturę fali przechodzącej. Podstawiając

$$k \mathbf{1}_{s3} = \mathbf{u} - \mathrm{j}\mathbf{v} \qquad (12\text{-}22)$$

przy czym $\mathbf{u}$ oraz $\mathbf{v}$ są wektorami rzeczywistymi, widzimy, że fala przechodząca jest scharakteryzowana przez czynniki wykładnicze

$$\mathrm{e}^{-\mathbf{r}\cdot\mathbf{u}}\mathrm{e}^{-\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}}$$

przy czym $\mathbf{r} = \mathbf{1}_x x + \mathbf{1}_z z$.

Płaszczyzny $\mathbf{r}\cdot\mathbf{u} = \mathrm{const}$ są płaszczyznami ekwifazowymi, natomiast płaszczyzny $\mathbf{r}\cdot\mathbf{v} = \mathrm{const}$ — płaszczyznami ekwiamplitudowymi. Wykażemy, że wektory $\mathbf{u}$ oraz $\mathbf{v}$ nie są równoległe, zatem płaszczyzny ekwifazowe i ekwiamplitudowe nie pokrywają się. Falę o takiej strukturze nazywamy *niejednorodną falą płaską.*

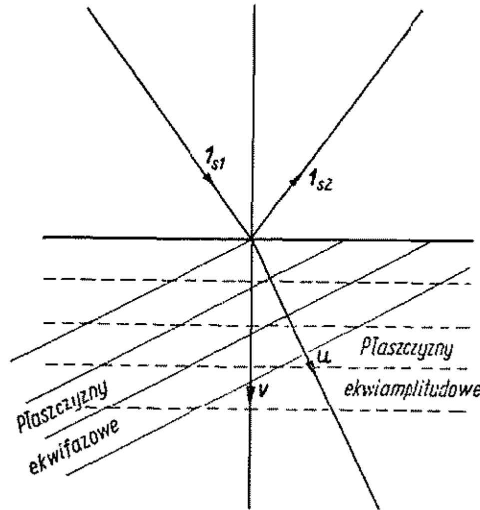
Równość (12-19) przy uwzględnieniu zależności (12-22) wyraża się przez

$$\begin{aligned} k_0 \mathbf{1}_x \cdot \mathbf{1}_{s1} &= \mathbf{1}_x \cdot \mathbf{u} \\ \mathbf{1}_x \cdot \mathbf{v} &= 0 \end{aligned} \qquad (12\text{-}23)$$

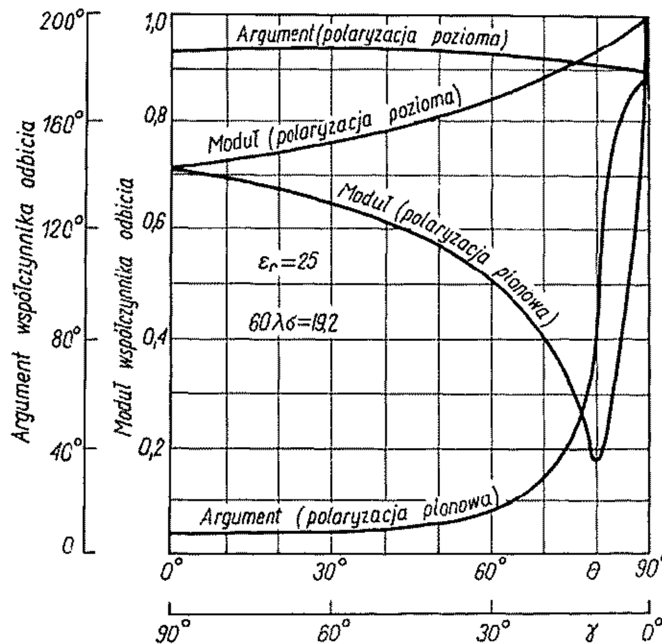
Ze wzoru (12-23) wynika, że wektor $\mathbf{v}$ jest prostopadły do płaszczyzny granicznej, tzn. że płaszczyzny ekwiamplitudowe są równoległe do płaszczyzny *xy* (rys. 12-3). Rezultat ten jest zupełnie naturalny, gdyż w miarę zagłębiania się fali załamanej

w ziemię, natężenie pola powinno maleć ze wzrostem głębokości, niezależnie od współrzędnej x.

Przeanalizujemy teraz dokładniej wyrażenia na współczynniki odbicia. Szczególnie ważny w zagadnieniach propagacyjnych jest przypadek małych kątów γ. Łatwo



Rys. 12-3. Struktura fali załamanej w ziemi



Rys. 12-4. Przykładowy przebieg modułu i argumentu współczynnika odbicia w funkcji kąta padania

zauważyć, że dla γ dążącego do zera współczynnik odbicia dąży do wartości -1 zarówno przy polaryzacji pionowej jak i poziomej. Dla dostatecznie małych kątów γ można więc przyjmować $R_V \approx -1$ oraz $R_H \approx -1$, przy czym dla polaryzacji poziomej przybliżenie to obowiązuje dla szerszego zakresu kątów.

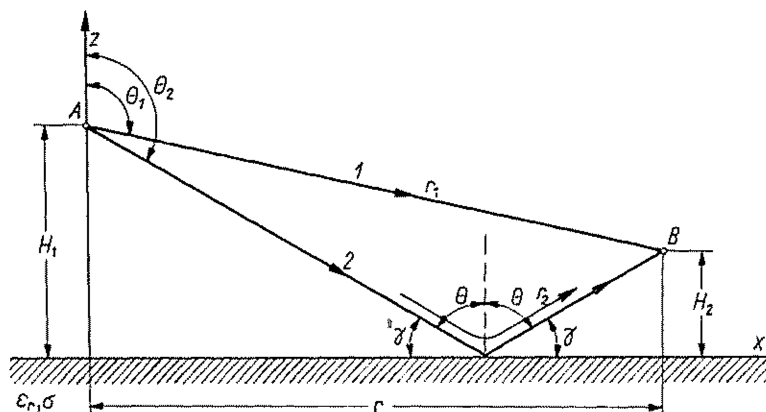
Jeśli konduktywność drugiego ośrodka jest równa zeru, to dla kąta $\gamma = \gamma_0$ określonego wzorem

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_r}} \tag{12-24}$$

licznik wyrażenia (12-20) staje się równy zeru. Oznacza to, że cała energia fali padającej przechodzi do drugiego ośrodka, a promień odbity znika. Kąt γ_0 nazywamy *kątem Brewstera*. Jeśli konduktywność drugiego ośrodka jest różna od zera, to moduł współczynnika odbicia przy pewnej wartości γ_0 osiąga minimum tym głębsze, im mniejsza jest konduktywność ziemi. W przypadku polaryzacji poziomej współczynnik odbicia jest zawsze różny od zera. Przykładowy przebieg modułu i argumentu współczynnika odbicia w funkcji γ pokazano na rys. 12-4.

12.4. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH NAD PŁASKĄ POWIERZCHNIĄ ZIEMI PRZY PODNIESIONEJ ANTENIE NADAWCZEJ I ODBIORCZEJ

W ogólnym przypadku określenie pola w miejscu odbioru polega na znalezieniu rozwiązania równań Maxwella spełniającego odpowiednie warunki brzegowe. Zadanie to można znacznie uprościć, jeśli zarówno antena nadawcza jak i antena



Rys. 12-5. Rozchodzenie się fal radiowych nad płaską ziemią przy podniesionych antenach

odbiorcza są podniesione. Przez *antenę podniesioną* rozumiemy przy tym antenę umieszczoną na wysokości przynajmniej kilkakrotnie przewyższającej długość fali i zasilaną niepromieniującym torem. Z antenami podniesionymi mamy do czynienia w zakresie fal krótkich i ultrakrótkich.

W przypadku anten podniesionych możemy pole w miejscu odbioru uważać za wynik interferencji fali bezpośredniej i fali odbitej od powierzchni ziemi (rys. 12-5). Pole elektryczne fali bezpośredniej jest określone zależnością

$$E_1 = \frac{\sqrt{60PG_0}\, F(\Theta_1)}{r_1} e^{-jk_0r_1} \tag{12-25}$$

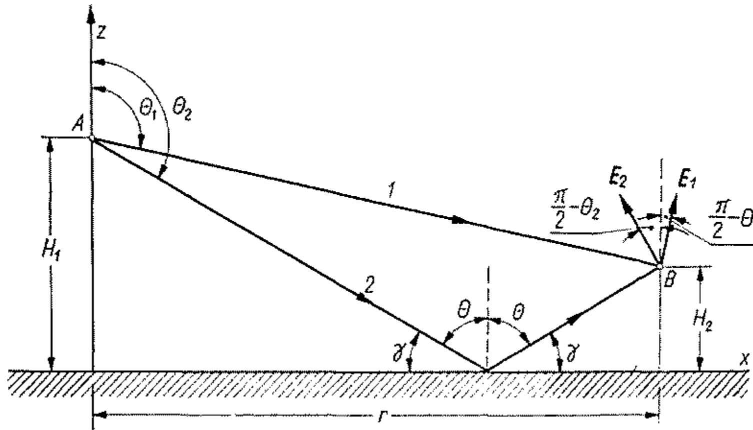
przy czym:

P — moc doprowadzona do anteny nadawczej;

G_0 — zysk energetyczny anteny nadawczej względem anteny izotropowej;

$F(\Theta)$ — unormowana charakterystyka promieniowania anteny nadawczej;

r_1 — długość drogi od anteny nadawczej do anteny odbiorczej mierzona wzdłuż promienia bezpośredniego,



Rys. 12-6. Rysunek wyjaśniający określenie pola wypadkowego w miejscu odbioru przy polaryzacji pionowej

Pole elektryczne fali odbitej wyraża się podobnym wzorem, z tym że jest proporcjonalne do współczynnika odbicia R

$$E_2 = \frac{\sqrt{60PG_0}\, F(\Theta_2)}{r_2} R e^{-jk_0r_2} \tag{12-26}$$

przy czym r_2 — długość drogi od anteny nadawczej do anteny odbiorczej mierzona wzdłuż promienia odbitego.

Przy polaryzacji poziomej wektory pola elektrycznego fali bezpośredniej i fali odbitej są równoległe, wobec czego pole wypadkowe jest równe sumie pól $\boldsymbol{E}_1$ i $\boldsymbol{E}_2$

$$E = \sqrt{60PG_0} \left[F(\Theta_1) \frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} + F(\Theta_2) R \frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2} \right] \tag{12-27}$$

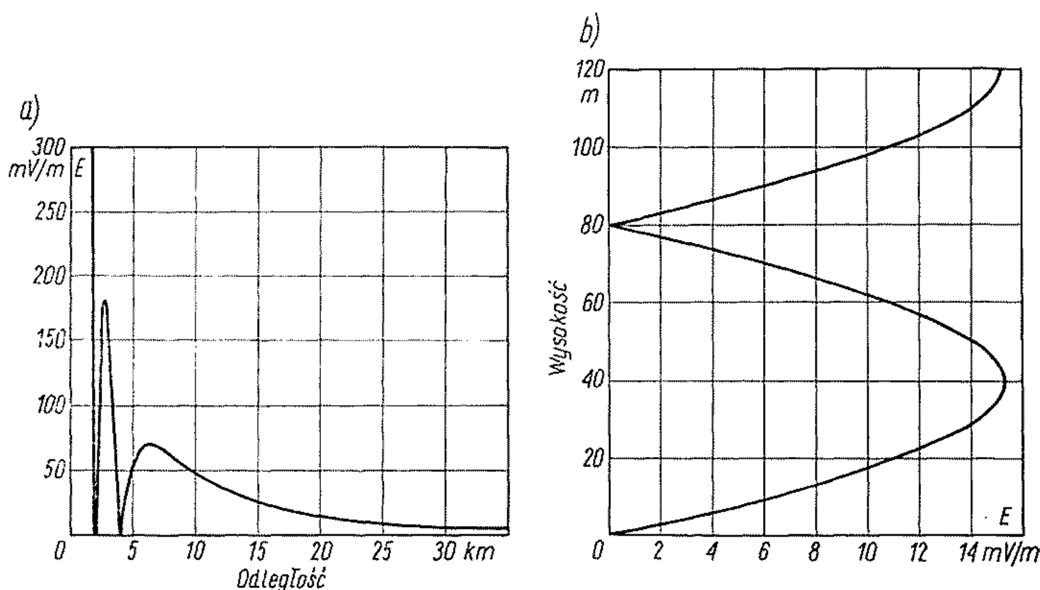
W przypadku polaryzacji pionowej wektory $\boldsymbol{E}_1$ i $\boldsymbol{E}_2$ nie są równoległe (rys. 12-6), tak że pole wypadkowe jest spolaryzowane eliptycznie. Składowa pionowa tego pola

$$E_z = E_1 \sin\Theta_1 + E_2 \sin\Theta_2 = \sqrt{60PG_0} \left[F(\Theta_1) \sin\Theta_1 \frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} + \right.$$

$$\left. + F(\Theta_2) R \sin\Theta_2 \frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2} \right] \tag{12-28}$$

W dalszym ciągu ograniczymy nasze rozważania do przypadku polaryzacji poziomej. W praktyce odległość między antenami r jest zwykle znacznie większa od wysokości zawieszenia anten. Możemy więc założyć, że gęstość promieniowania dla kierunku promienia bezpośredniego i odbitego jest taka sama oraz że różnica dróg obu promieni

$$\Delta r \approx \frac{2H_1 H_2}{r} \tag{12-29}$$



Rys. 12-7. Przykładowy przebieg natężenia pola w miejscu odbioru przy podniesionych antenach: a) w funkcji odległości między antenami przy ustalonych wysokościach zawieszenia ($H_1 = 300$ m; $H_2 = 10$ m; $\lambda = 1{,}5$ m; $PG_0 = 1$ kW); b) w funkcji wysokości zawieszenia anteny odbiorczej przy ustalonych r i H_1 ($H_1 = 300$ m; $r = 32$ km; $\lambda = 1{,}5$ m; $PG_0 = 1$ kW)

Ponadto, ponieważ kąt padania fali jest bliski 90°, możemy przyjąć, że współczynnik odbicia jest równy -1. Przy tych założeniach otrzymujemy następujący wzór na moduł pola wypadkowego w miejscu odbioru:

$$|E| = \frac{2\sqrt{60PG_0}}{r}\left|\sin\left(\frac{2\pi H_1 H_2}{\lambda r}\right)\right| \tag{12-30}$$

Na rysunku 12-7a przedstawiono przykładową zależność natężenia pola elektrycznego od odległości między antenami przy ustalonych wysokościach zawieszenia, a na rys. 12-7b — od wysokości zawieszenia anteny odbiorczej przy ustalonych r i H_1.

Przy małych wartościach $2\pi H_1 H_2/\lambda r$ można sinus zastąpić jego argumentem; wówczas wzór (12-30) przyjmuje jeszcze prostszą postać

$$E = \frac{4\pi\sqrt{60PG_0}\, H_1 H_2}{\lambda r^2} \tag{12-31}$$

Jeżeli P wyrazimy w kW, E w mV/m, λ, H_1 i H_2 w m, a r w km, to wzór (12-31) przyjmie postać dogodniejszą do obliczeń praktycznych

$$E = \frac{3{,}94\sqrt{PG}}{r^2\lambda} H_1 H_2 \tag{12-32}$$

przy czym G jest zyskiem energetycznym anteny nadawczej w stosunku do dipola półfalowego. Wzór (12-32) nosi nazwę *wzoru Wwiedenskiego.*

12.5. ROZCHODZENIE SIĘ FALI POWIERZCHNIOWEJ NAD PŁASKĄ POWIERZCHNIĄ ZIEMI

Fala powierzchniowa jest składową fali przyziemnej, rozchodzącą się przy powierzchni ziemi. Z falą powierzchniową mamy do czynienia w przypadku anten umieszczonych na niewielkiej wysokości nad ziemią. Znaczne uproszczenie rozwiązania zagadnienia propagacji fali powierzchniowej można uzyskać przez wprowadzenie przybliżonego warunku brzegowego podanego przez Leontowicza.

12.5.1. PRZYBLIŻONY WARUNEK BRZEGOWY LEONTOWICZA

Rozpatrzmy ośrodek, dla którego moduł zespolonej przenikalności elektrycznej jest dużo większy od jedności

$$\sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0\sigma)^2} \gg 1 \tag{12-33}$$

Gdy jest spełniony warunek (12-33), bez względu na to, czy to dzięki dużemu ε_r, czy dużemu $60\lambda_0\sigma$, to — jak wynika ze wzoru (12-10) — n jest również dużo większe od jedności, a co za tym idzie, długość fali w ziemi $\lambda = \lambda_0/n$ jest znacznie mniejsza od długości fali w powietrzu. Zauważmy, że warunek (12-33) jest spełniony dla większości rodzajów gleby spotykanych w praktyce.

Załóżmy teraz, że wzdłuż przewodzącej powierzchni ziemi rozchodzi się w powietrzu fala o długości λ_0. Aby określić pole w punkcie B znajdującym się na głębokości H pod powierzchnią ziemi, możemy skorzystać z zasady Huygensa-Fresnela i zsumować w punkcie B pola promieniowane przez elementarne źródła wtórne leżące na powierzchni granicznej (rys. 12-8). Jak wiemy, o polu wypadkowym decydują przede wszystkim źródła znajdujące się w granicach pierwszej strefy Fresnela. Gdyby płaszczyzna graniczna była płaszczyzną ekwifazową, wówczas promień pierwszej strefy Fresnela można by określić z warunku

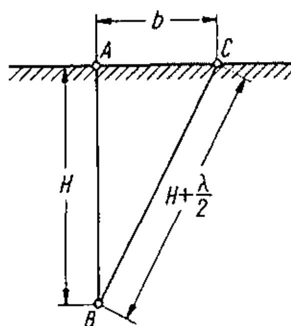
$$\sqrt{H^2+b^2} - H = \frac{\lambda}{2}$$

skąd

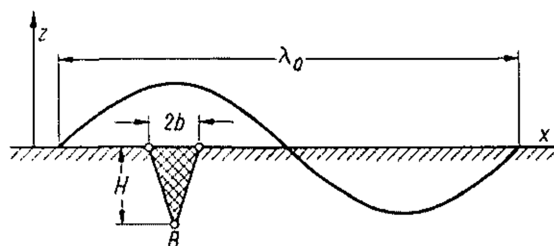
$$b = \sqrt{H\lambda + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}$$

Jeśli ponadto głębokość H, na której określamy pole, jest mała w stosunku do długości fali, to $b \approx \lambda/2$. Rozmiary pierwszej strefy Fresnela są więc rzędu długości fali w ziemi, są więc małe w porównaniu z długością fali w powietrzu.

Zwróćmy uwagę na rys. 12-9, na którym pokazano falę rozchodzącą się w powietrzu wzdłuż powierzchni ziemi w kierunku osi x. Z przeprowadzonego poprzednio



Rys. 12-8. Rysunek wyjaśniający określenie pola w punkcie B pod powierzchnią ziemi



Rys. 12-9. Rysunek wyjaśniający przybliżony warunek graniczny Leontowicza

rozumowania wynika, że odcinek $2b$ jest znacznie krótszy od długości fali w powietrzu, co pozwala uważać pole w powietrzu na tym odcinku za współfazowe; wobec tego pole w punkcie B (na małej głębokości) jest wynikiem działania źródeł wtórnych usytuowanych na niewielkiej powierzchni, w granicach której można uważać je za współfazowe. Współfazowo pobudzona powierzchnia jest źródłem fali płaskiej rozchodzącej się w głąb ziemi prostopadle do powierzchni granicznej. Pole magnetyczne fali płaskiej rozchodzącej się w ośrodku półprzewodzącym jest związane z polem elektrycznym zależnością

$$H_{2y} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r'}}{\zeta_0} E_{2x} \tag{12-34}$$

Na powierzchni granicznej ($z = 0$) musi być zachowana ciągłość składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego:

$$\left.\begin{aligned} H_{2y} &= H_{1y} \\ E_{2x} &= E_{1x} \end{aligned}\right\} \tag{12-35}$$

Podstawiając zależności (12-35) do wyrażenia (12-34) otrzymujemy (przy $z = 0$)

$$H_{1y} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r'}}{\zeta_0} E_{1x} \tag{12-36}$$

Jest to *przybliżony warunek brzegowy Leontowicza*, którego istota polega na określeniu zależności między poziomymi składowymi pola elektrycznego i pola magnetycznego w powietrzu przez parametry ziemi.

Warunek brzegowy (12-36) możemy przedstawić jeszcze w innej postaci. Różniczkując obie strony zależności (12-36) względem x, otrzymujemy

$$\frac{\partial H_{1y}}{\partial x} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r'}}{\zeta_0} \frac{\partial E_{1x}}{\partial x} \tag{12-37}$$

Z równania $\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0$ wynika, że

$$\frac{\partial E_{1x}}{\partial x} = -\frac{\partial E_{1z}}{\partial z} \tag{12-38}$$

a z równania $\nabla \times \boldsymbol{H}_1 = \mathrm{j}\omega\varepsilon_0 \boldsymbol{E}_1$

$$\frac{\partial H_{1y}}{\partial x} = \mathrm{j}\omega\varepsilon_0 E_{1z} \tag{12-39}$$

Podstawiając równania (12-38) i (12-39) do zależności (12-37) otrzymujemy nową postać przybliżonego warunku brzegowego

$$\frac{\partial E_{1z}}{\partial z} = \frac{\mathrm{j}k_0}{\sqrt{\varepsilon_r'}} E_{1z} \tag{12-40}$$

12.5.2. STRUKTURA POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO PRZY POWIERZCHNI ZIEMI

Rozpatrzmy pole wytwarzane przez źródło położone w pobliżu płaskiej powierzchni ziemi. W dostatecznie dużej odległości od źródła możemy traktować rozchodzącą się falę jako falę płaską. Uważając za znaną składową pionową pola elektrycznego w powietrzu E_{1z} (rys. 12-10) postaramy się określić pozostałe składowe pola elektromagnetycznego w obydwu ośrodkach.

Dokładne rozwiązanie tego zadania jest związane z pewnymi trudnościami, będziemy więc poszukiwali rozwiązania przybliżonego korzystając z warunku brzegowego Leontowicza. Zadanie nasze będzie polegało zatem na znalezieniu rozwiązania równań Maxwella w powietrzu spełniającego warunek (12-36).

Rozwiązanie równań Maxwella w postaci fali płaskiej rozchodzącej się wzdłuż osi x możemy zapisać w następujący sposób:

$$E_{1z} = E_m \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0 x} \tag{12-41a}$$

$$H_{1y} = -\frac{1}{\zeta_0} E_{1z} = -\frac{E_m}{\zeta_0} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0 x} \tag{12-41b}$$

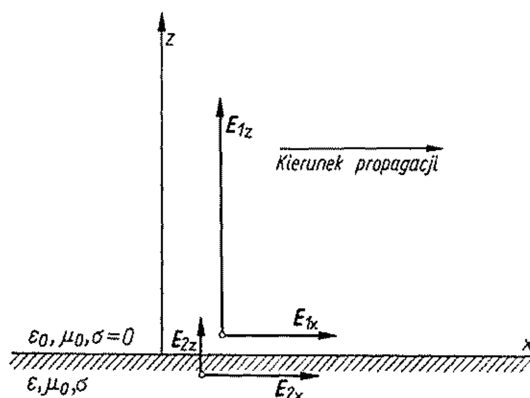
Z zależności (12-36) wynika, że składowa pozioma pola elektrycznego musi być równa

$$E_{1x} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r'}} E_{1z} \tag{12-42}$$

Z ciągłości składowych stycznych pola na powierzchni granicznej wynika ponadto, że:

$$H_{2y} = H_{1y} \tag{12-43a}$$

$$E_{2x} = E_{1x} \tag{12-43b}$$



Rys. 12-10. Wyjaśnienie struktury pola przy powierzchni ziemi

Natomiast z warunku ciągłości składowych normalnych wektora $\boldsymbol{D}$ otrzymujemy

$$E_{1z} = \varepsilon_r' E_{2z}$$

albo

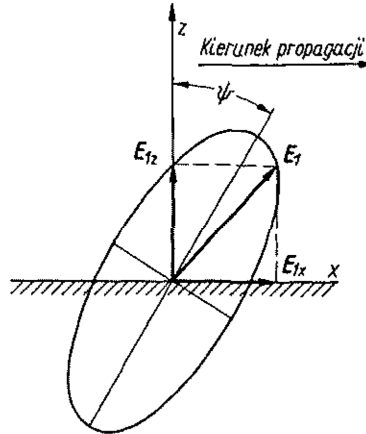
$$E_{2z} = \frac{E_{1z}}{\varepsilon_r'} \tag{12-44}$$

W ten sposób rozwiązaliśmy postawione zadanie. Zauważmy, że amplituda składowej poziomej pola elektrycznego w powietrzu maleje ze wzrostem konduktywności gleby i długości fali. Gdy fala rozchodzi się nad doskonale przewodzącą ziemią, składowa pozioma pola elektrycznego znika. Przy normalnie spotykanych wartościach konduktywności ziemi składowa pozioma pola elektrycznego w powietrzu jest, w zakresie fal długich i średnich, wielokrotnie mniejsza od składowej pionowej. Zauważmy dalej, że wskutek zespolonego charakteru przenikalności elektrycznej ziemi składowa pozioma i składowa pionowa nie są współfazowe; pole wypadkowe jest więc spolaryzowane eliptycznie (rys. 12-11). Przy najczęściej spotykanych parametrach gleby elipsa polaryzacji jest bardzo wydłużona, nie popełnimy więc dużego błędu, jeżeli dla celów praktycznych przyjmiemy, iż pole elektryczne jest spolaryzowane liniowo w kierunku dużej osi elipsy. Mówimy wówczas o nachyleniu czoła

fali, przy czym kąt nachylenia mierzony od normalnej do płaszczyzny granicznej wyraża się w przybliżeniu wzorem

$$\operatorname{tg}\Psi = \frac{|E_{1x}|}{|E_{1z}|} = \frac{1}{\sqrt[4]{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0 \sigma)^2}} \tag{12-45}$$

Ze wzorów (12-44) i (12-42) wynika, że podczas gdy w powietrzu składowa pionowa pola elektrycznego jest $\sqrt{|\varepsilon_r'|}$ razy większa od składowej poziomej, to w ziemi tyleż razy składowa pozioma jest większa od składowej pionowej.



Rys. 12-11. Elipsa polaryzacji fali powierzchniowej

Dla ilustracji przeprowadzonego rozumowania rozpatrzmy następujący przykład. Nad ziemią o parametrach $\varepsilon_r = 10$, $\sigma = 0{,}01$ S/m rozchodzi się fala radiowa o częstotliwości 1 MHz. Znając składową pionową pola elektrycznego tej fali w powietrzu E_m, należy określić pozostałe składowe pola elektrycznego.

Obliczymy najpierw pierwiastek kwadratowy z zespolonej przenikalności elektrycznej ziemi

$$\sqrt{\varepsilon_r'} = \sqrt{|\varepsilon_r'|}\, e^{-j\frac{\alpha}{2}} = 13{,}4 e^{-j43{,}4°}$$

Składową poziomą pola elektrycznego w powietrzu i w ziemi znajdujemy ze wzorów (12-38) i (12-39a), natomiast składową pionową pola elektrycznego w ziemi ze wzoru (12-40):

$$E_{2x} = E_{1x} = \frac{E_m}{\sqrt{|\varepsilon_r'|}} e^{j\frac{\alpha}{2}} = 7{,}45 \cdot 10^{-2} e^{j43{,}4°} E_m$$

$$E_{2z} = \frac{E_m}{|\varepsilon_r'|} e^{j\alpha} = 5{,}55 \cdot 10^{-3} e^{j86{,}8°} E_m$$

Określimy teraz parametry elipsy polaryzacji. Wartości chwilowe składowej pionowej i poziomej pola elektrycznego w powietrzu możemy zapisać w postaci

$$E_{1z} = E_m \cos \omega t$$

$$E_{1x} = \frac{E_m}{\sqrt{|\varepsilon_r'|}} \cos\left(\omega t + \frac{\alpha}{2}\right) = 7{,}45 \cdot 10^{-2} E_m \cos(\omega t + 43{,}4°)$$

Rugując w powyższych wyrażeniach czas t znajdziemy równanie elipsy polaryzacji

$$\frac{1}{\sin^2\frac{\alpha}{2}}\left(\frac{E_{1z}}{E_m}\right)^2+\frac{|\varepsilon_r'|}{\sin^2\frac{\alpha}{2}}\left(\frac{E_{1x}}{E_m}\right)^2-\frac{2\sqrt{|\varepsilon_r'|}\cos\frac{\alpha}{2}}{\sin^2\frac{\alpha}{2}}\frac{E_{1x}E_{1z}}{E_m^2}=1$$

z którego możemy wyznaczyć kąt nachylenia elipsy

$$\operatorname{tg}2\Psi=\frac{2\cos\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{|\varepsilon_r'|}} \tag{12-46}$$

oraz dużą M i małą N półoś:

$$M=\left(1+2\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{|\varepsilon_r'|}\right)E_m$$

$$N=\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{|\varepsilon_r'|}}E_m$$

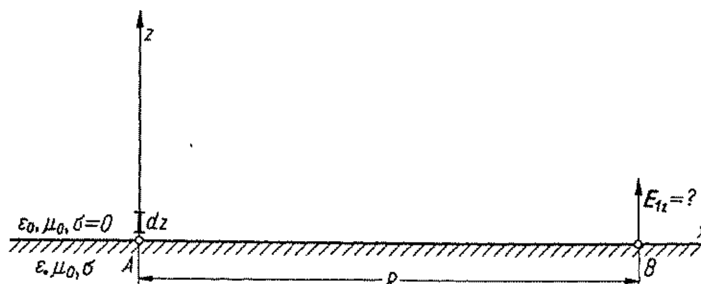
W naszym przykładzie $\Psi = 3{,}1°$; $M = 1{,}009E_m$; $N = 5{,}12\cdot10^{-2}E_m$.

Na podstawie pomiaru parametrów elipsy polaryzacji można wyznaczyć zastępczą konduktywność i przenikalność elektryczną gruntu [50, 66].

12.5.3. POLE ELEMENTARNEGO DIPOLA ELEKTRYCZNEGO UMIESZCZONEGO PIONOWO TUŻ PRZY POWIERZCHNI ZIEMI

W poprzednim rozdziale poznaliśmy strukturę pola elektromagnetycznego przy powierzchni ziemi o skończonej konduktywności. Zajmiemy się teraz określeniem bezwzględnych wartości natężenia pola.

Niech będzie dany elementarny dipol elektryczny o długości dz umieszczony pionowo tuż przy powierzchni ziemi o parametrach ε, σ, μ_0 (rys. 12-12). Rozpatrzmy



Rys. 12-12. Elementarny dipol elektryczny nad płaską powierzchnią ziemi

obszar V ograniczony powierzchnią S utworzoną przez płaszczyznę ziemi S_0 oraz półkulę o nieskończenie dużym promieniu S_∞. Pole w dowolnym punkcie wewnątrz obszaru V wyraża się zależnością [11]

$$\boldsymbol{E}=\frac{1}{\mathrm{j}4\pi\omega\varepsilon}\int_V[(\boldsymbol{J}\cdot\nabla')\nabla'+k^2\boldsymbol{J}]\Psi\,\mathrm{d}v+\frac{1}{4\pi}\int_S\left(\frac{\partial\mathrm{E}}{\partial n}\Psi-\boldsymbol{E}\frac{\partial\Psi}{\partial n}\right)\mathrm{d}S \tag{12-47}$$

Ponieważ pole dipola spełnia warunki wypromieniowania, więc całka po powierzchni półkuli S_∞ jest równa zeru. Jako funkcję Ψ przyjmiemy

$$\Psi = \frac{e^{-jk_0 r_1}}{r_1} + \frac{e^{-jk_0 r_2}}{r_2} \tag{12-48}$$

przy czym r_1 i r_2 są odległościami od punktu obserwacji i jego lustrzanego odbicia w płaszczyźnie S_0 do dowolnego punktu wewnątrz obszaru V. Zauważmy, że na płaszczyźnie S_0 znika normalna pochodna funkcji Ψ. Składową z pola elektrycznego na powierzchni ziemi możemy więc przedstawić w następujący sposób:

$$E_{1z} = \frac{1}{j4\pi\omega\varepsilon} \int\limits_V [(J \cdot \nabla')\nabla'_z + k^2 J_z]\Psi dv + \frac{1}{4\pi} \int\limits_{S_0} \Psi \frac{\partial E_{1z}}{\partial n} dS \tag{12-49}$$

Ograniczając nasze rozważania do przypadku $|\varepsilon'_r| \gg 1$ możemy skorzystać z przybliżonego warunku granicznego (12-40). Ponieważ w naszym przypadku $\partial/\partial n = -\partial/\partial_z$, więc

$$E_{1z} = \frac{1}{j4\pi\omega\varepsilon} \int\limits_V [J \cdot \nabla')\nabla'_z + k^2 J_z]\Psi dv - \frac{jk_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon'_r}} \int\limits_{S_0} E_{1z} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} dS \tag{12-50}$$

przy czym r jest odległością od punktu obserwacji na powierzchni ziemi do bieżącego punktu całkowania.

Wyjaśnimy sens fizyczny wyrażenia (12-50). Załóżmy, że ziemia jest doskonałym przewodnikiem ($\varepsilon'_r = -j\infty$); wówczas znika całka powierzchniowa po prawej stronie zależności (12-50), a całka objętościowa przedstawia pole dipola nad idealną ziemią. Zgodnie z zasadą odbić lustrzanych mamy więc

$$\frac{1}{j4\pi\omega\varepsilon} \int\limits_V [(J \cdot \nabla')\nabla'_z + k^2 J_z]\Psi dv = \frac{j120\pi I_m dz}{\lambda_0} \frac{e^{-jk_0 R}}{R} \tag{12-51}$$

przy czym:

I_m — prąd w dipolu;

R — odległość od dipola do punktu obserwacji.

Całka powierzchniowa w wyrażeniu (12-50) ujmuje zatem wpływ skończonej konduktywności z ziemi.

Korzystając z pojęcia współczynnika osłabienia możemy zapisać pole dipola nad ziemią rzeczywistą w następującej postaci:

$$E_{1z} = \frac{j120\pi I_m dz}{\lambda_0} \frac{e^{-jk_0 R}}{R} W(R, \varepsilon, \sigma, \omega) \tag{12-52}$$

Współczynnik osłabienia W (R, ε, σ, ω), będący funkcją odległości, częstotliwości oraz parametrów elektrycznych ziemi, określa stopień zmniejszenia natężenia pola wskutek skończonej konduktywności ziemi. Podstawiając zależności (12-51) i (12-52) do wzoru (12-50) otrzymujemy po uporządkowaniu

$$W = 1 - \frac{jk_0 R}{2\pi\sqrt{\varepsilon'_r}} e^{jk_0 R} \int\limits_{S_0} W \frac{e^{-jk_0(r+R')}}{rR'} dS \tag{12-53}$$

przy czym $R' = R - r$.

Jest to równanie całkowe dla współczynnika osłabienia, którego rozwiązanie można przedstawić w postaci

$$W = 1-\sqrt{\pi\varrho}\, e^{-\varrho}[j+\operatorname{erf}(\sqrt{\varrho})] \tag{12-54}$$

przy czym:

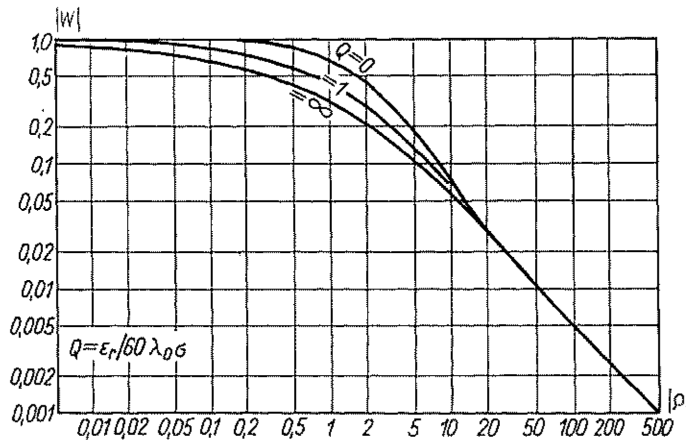
$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ — całka prawdopodobieństwa

ϱ — odległość numeryczna zależna od odległości punktu obserwacji od dipola i od parametrów ziemi

$$\varrho = SR \tag{12-55}$$

gdzie

$$S = \frac{-jk_0}{2\varepsilon_r'} = \frac{\pi}{60\lambda_0^2\sigma} \frac{1}{1+j\frac{\varepsilon_r}{60\lambda_0\sigma}} \tag{12-56}$$



Rys. 12-13. Zależność modułu współczynnika osłabienia $|W|$ od odległości numerycznej $|\varrho|$

W ogólnym przypadku *odległość numeryczna* jest wielkością zespoloną; jednak dla dobrze przewodzących gruntów i dostatecznie długich fal mamy $\varepsilon_r \ll 60\lambda_0\sigma$, tak że odległość numeryczna staje się wielkością rzeczywistą

$$\varrho \approx \frac{R}{60\lambda_0^2\sigma} \tag{12-57}$$

Zależność współczynnika osłabienia od odległości numerycznej przedstawiono na rys. 12-13. W większości obliczeń praktycznych, gdy jest spełniona nierówność $\varepsilon_r \ll 60\lambda_0\sigma$, współczynnik osłabienia można aproksymować następującą zależnością:

$$|W| = \frac{2+0{,}3\varrho}{2+\varrho+0{,}6\varrho^2} \tag{12-58}$$

Z zależności (12-58) wynika, że dla dużych odległości od źródła współczynnik osłabienia jest odwrotnie proporcjonalny do R; pole dipola nad ziemią rzeczywistą maleje więc jak $1/R^2$.

Wprowadzony w tym rozdziale współczynnik osłabienia można stosować do obliczania pola wytwarzanego przez pionową antenę o dowolnej długości. Będzie on zawsze określał stopień zmniejszenia natężenia pola na powierzchni ziemi rzeczywistej w stosunku do natężenia pola na powierzchni ziemi doskonale przewodzącej. Wzór (12-52) został wyprowadzony niezależnie przez Szulejkina i van der Pola i dlatego nosi nazwę *wzoru Szulejkina–van der Pola.*

12.5.4. PROPAGACJA FALI POWIERZCHNIOWEJ NAD TERENEM NIEJEDNORODNYM

Rozpatrzony przez nas dotychczas przypadek rozchodzenia się fali powierzchniowej nad jednorodną ziemią, w realnych warunkach zdarza się rzadko. Najczęściej fala przebywając drogę od anteny nadawczej do anteny odbiorczej rozchodzi się nad glebami o różnych parametrach elektrycznych. Analiza matematyczna zagadnienia propagacji fali powierzchniowej nad terenem niejednokrotnym jest skomplikowana; praktycznie biorąc możliwa staje się tylko przy pewnych założeniach upraszczających.

Ograniczymy nasze zainteresowania do przypadku trasy składającej się z dwóch wyraźnie rozgraniczonych odcinków, przy czym w granicach każdego z nich ziemię będziemy uważali za jednorodną (rys. 12-14). Niech odcinek trasy przylegający do anteny nadawczej ma długość R_1 i charakteryzuje się parametrem $S_1 = -jk_0/2\varepsilon'_{r1}$, a odcinek przylegający do anteny odbiorczej ma długość R_2 i charakteryzuje się parametrem $S_2 = -jk_0/2\varepsilon'_{r2}$. Ponadto niech dla obu odcinków będą spełnione warunki:

$$\left.\begin{aligned} |S_1 R_1| \gg 1 \\ |S_2 R_2| \gg 1 \end{aligned}\right\} \tag{12-59}$$

tzn. że odległości numeryczne obu odcinków są duże.

Według Fejnberga [15] współczynnik osłabienia dla omawianej trasy

$$W \approx \frac{1}{2\sqrt{S_1 S_2} R} \tag{12-60}$$

przy czym $R = R_1 + R_2$ jest odległością między anteną nadawczą a anteną odbiorczą.

Z wyrażenia (12-60) wynika, że trasa niejednorodna może być traktowana jako trasa jednorodna o parametrze S równym średniej geometrycznej parametrów S_1 i S_2 obu odcinków. Trzeba jednak zauważyć, że rozkład pola wzdłuż trasy niejednorodnej nie jest taki sam jak wzdłuż trasy jednorodnej. Załóżmy, że odcinek trasy przyległy do nadajnika ma mniejszą konduktywność niż odcinek przyległy do odbiornika, tj, $|S_1| > |S_2|$. Tak więc natężenie pola w granicach odcinka trasy przyległego do nadajnika w dostatecznie dużych od niego odległościach będzie się

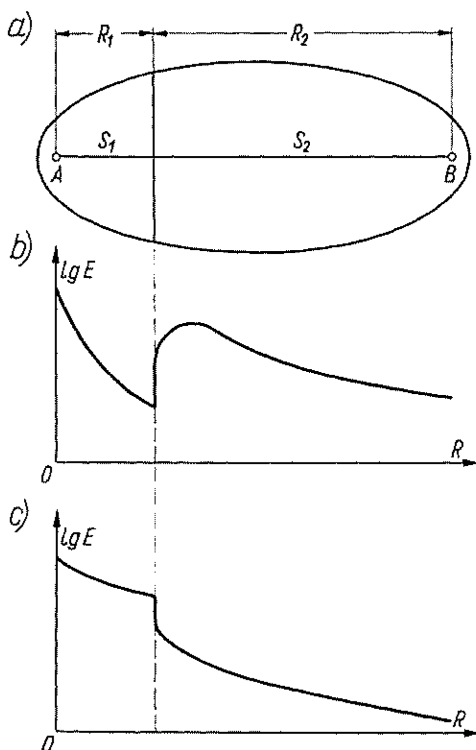
zmieniać (w porównaniu z polem w swobodnej przestrzeni) zgodnie ze współczynnikiem osłabienia

$$W_1 \approx \frac{1}{2S_1 R}$$

Przy przejściu na drugi odcinek trasy natężenie pola będzie zmieniało się stosownie do wzoru (12-60). Ponieważ jednak

$$\left|\frac{1}{S_1}\right| < \left|\frac{1}{\sqrt{S_1 S_2}}\right|$$

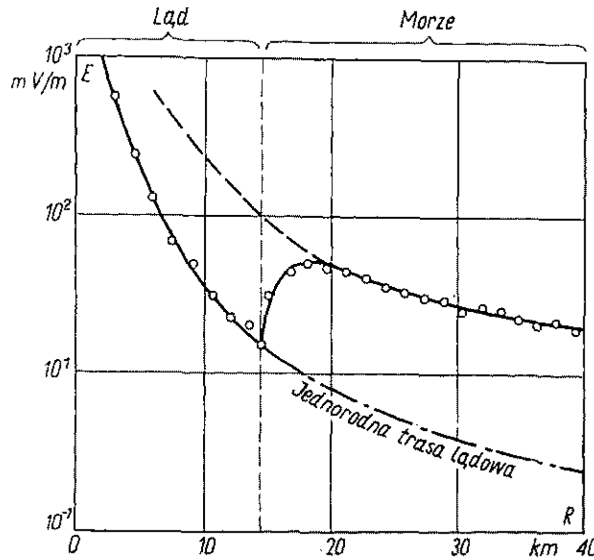
więc przy przejściu na drugi odcinek trasy natężenie pola dozna skoku w górę (rys. 12-14b).



Rys. 12-14. Rozchodzenie się fali powierzchniowej nad terenem niejednorodnym: a) szkic trasy składającej się z dwóch jednorodnych odcinków; b) rozkład natężenia pola wzdłuż trasy dla przypadku $|S_1| > |S_2|$; c) rozkład natężenia pola wzdłuż trasy dla przypadku $|S_1| < |S_2|$

Podobnie, gdy odcinek trasy przylegający do nadajnika charakteryzuje się większą konduktywnością niż odcinek przyległy do odbiornika, na granicy obu odcinków natężenie pola doznaje skoku w dół (rys. 12-14c).

Występowanie skoku natężenia pola przy przechodzeniu przez granicę między odcinkami o różnych parametrach elektrycznych zostało potwierdzone doświadczalnie [64]. Zjawisko to występuje szczególnie silnie przy przejściu z lądu na morze (rys. 12-15).



Rys. 12-15. Porównanie danych eksperymentalnych z przebiegiem teoretycznym przy rozchodzeniu się fali powierzchniowej na trasie lądowo-morskiej (λ = 249 m; P_N = 50 kW)

12.5.5. REFRAKCJA BRZEGOWA

W pewnych przypadkach przy przechodzeniu fal radiowych przez linię brzegową z morza na ląd lub odwrotnie obserwuje się zmianę kierunku propagacji fal. Zjawisko to nazywamy *refrakcją brzegową*; jest ono przyczyną błędów systematycznych w pracy urządzeń radionawigacyjnych zainstalowanych w pobliżu brzegu morza.

Zjawisko refrakcji brzegowej jest związane ze zmianami fazy pola spowodowanymi skończoną konduktywnością ośrodka, nad którym rozchodzi się fala. Zmiany te określa argument współczynnika osłabienia.

Określimy kąt refrakcji brzegowej dla przypadku, gdy nadajnik znajduje się na morzu. Założymy przy tym, że konduktywność wody morskiej jest nieskończenie wielka, tzn. że $S_1 = 0$ oraz że odcinek lądowy jest krótki $R_2 \ll R$ (rys. 12-16). Przy tych założeniach współczynnik osłabienia według Fejnberga [15] wyraża się wzorem

$$W \approx 1 - \frac{2\mathrm{j}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{S_2 R_2} \tag{12-61}$$

a jego argument

$$\varphi \approx \mathrm{I_m}\left(\frac{2\mathrm{j}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{S_2 R_2}\right) \tag{12-62}$$

Przy braku refrakcji brzegowej powierzchnie ekwifazowe są określone równaniem

$$\Psi_0 = k_0 x = \mathrm{const} \tag{12-63}$$

natomiast równanie powierzchni ekwifazowych z uwzględnieniem refrakcji brzegowej przyjmuje postać

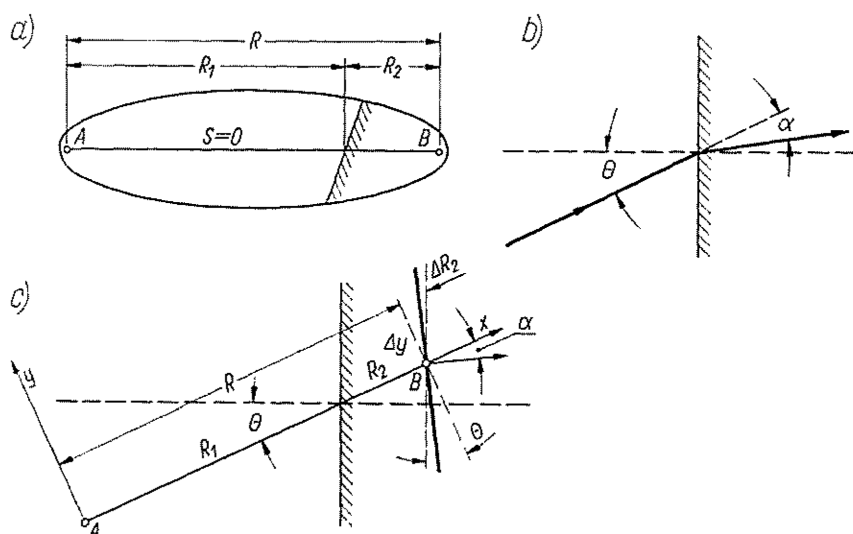
$$\Psi = \Psi_0 + \varphi = \mathrm{const} \tag{12-64}$$

Kąt α między normalnymi do powierzchni określonych wzorami (12-63) i (12-64) jest *kątem refrakcji*. Łatwo sprawdzić, że kąt α jest określony zależnością

$$\sin\alpha = \frac{\frac{\partial\varphi}{\partial y}}{|\nabla\Psi|} \tag{12-65}$$

Ponieważ zaburzenie wprowadzane przez odcinek lądowy jest niewielkie, możemy przyjąć $|\nabla\Psi| \approx |\nabla\Psi_0| = k_0$ oraz zastąpić sinus jego argumentem; wówczas

$$\alpha \approx \frac{1}{k_0}\frac{\partial\varphi}{\partial y} \tag{12-66}$$



Rys. 12-16. Refrakcja brzegowa przy przechodzeniu fali radiowej z morza na ląd: a) schemat trasy; b) kąt refrakcji; c) zależności geometryczne

Argument współczynnika osłabienia zależy tylko od długości odcinka lądowego, więc

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y} = \frac{\partial\varphi}{\partial R_2}\frac{\partial R_2}{\partial y} \tag{12-67}$$

Z rysunku (12-16c) wynika, że

$$\frac{\partial R_2}{\partial y} \approx \frac{\Delta R_2}{\Delta y} = \operatorname{tg}\Theta \tag{12-68}$$

przy czym Θ — kąt padania fali na linię brzegową.

Korzystając z zależności (12-62) oraz (12-66) do (12-68) znajdujemy ostatecznie

$$\alpha = \frac{\operatorname{tg}\Theta}{k_0\sqrt{\pi R_2}}\operatorname{Im}\left(\mathrm{j}\sqrt{S_2}\right) \tag{12-69}$$

W szczególności, jeśli $\varepsilon_{r2} \ll 60\lambda_0 \sigma_2$, wyrażenie na kąt refrakcji brzegowej przyjmuje prostą postać

$$\alpha = \frac{\operatorname{tg}\Theta}{2\pi\sqrt{60\sigma R_2}} \tag{12-70}$$

Dla przykładu obliczymy błąd pomiaru kierunku przychodzenia fali padającej na linię brzegową pod kątem 30° w przypadku, gdy radionamiernik znajduje się w odległości 150 m od brzegu morza, a konduktywność ziemi wynosi 0,001 S/m. Wstawiając odpowiednie wartości do wzoru (12-70) otrzymujemy

$$\alpha = \frac{\operatorname{tg}30^\circ}{2\pi\sqrt{60\cdot 0{,}001\cdot 150}} = 0{,}0306 \text{ rad} = 1{,}75^\circ$$

Ze wzoru (12-70) wynika, że kąt refrakcji maleje ze wzrostem odległości anteny odbiorczej od brzegu morza oraz ze zmniejszeniem kąta padania. Wartość kąta refrakcji na ogół nie przekracza kilku stopni.

12.6. ROZCHODZENIE SIĘ FALI PRZYZIEMNEJ NAD KULISTĄ POWIERZCHNIĄ JEDNORODNEJ ZIEMI

W dotychczasowych rozważaniach nie uwzględnialiśmy krzywizny ziemi i dlatego wzory Wwiedenskiego (12-32) i Szulejkina–van der Pola (12-52) mogą być stosowane tylko przy niezbyt dużych odległościach między antenami.

Uwzględnienie kulistości ziemi w przypadku anten podniesionych jest proste, gdy anteny znajdują się w *obszarze bezpośredniej widoczności*. Wzór Wwiedenskiego możemy stosować w tym obszarze, jeżeli w miejsce rzeczywistych wysokości zawieszenia anten wprowadzimy *wysokości sprowadzone* H_1' i H_2', odniesione do płaszczyzny stycznej do powierzchni ziemi w punkcie, w którym następuje odbicie fali (rys. 12-17).

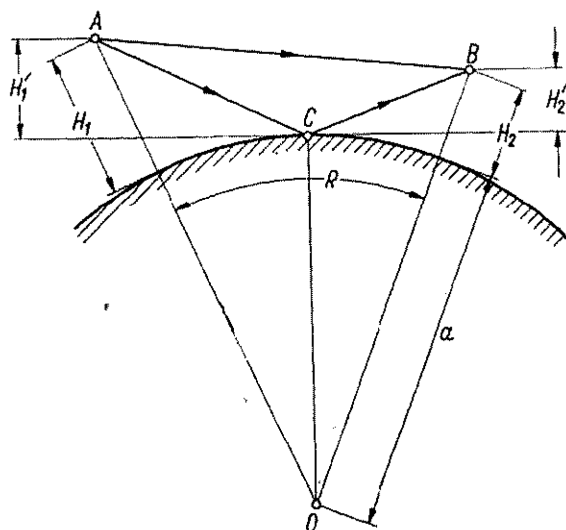
Z prostych zależności geometrycznych łatwo wyznaczyć granicę bezpośredniej widoczności anten

$$R_0 = \sqrt{2a}\left(\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2}\right) \tag{12-71}$$

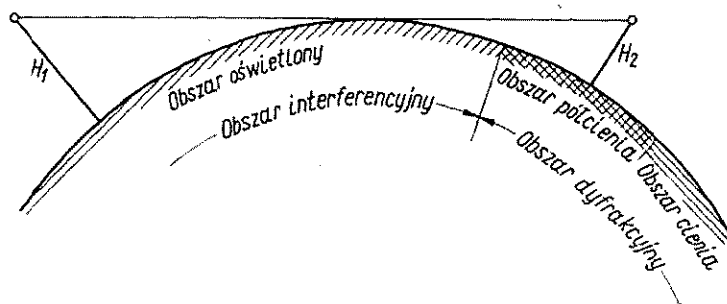
przy czym a — promień kuli ziemskiej.

Gdy odległość między antenami jest równa długości strefy bezpośredniej widoczności, wysokości sprowadzone stają się równe zeru i według wzoru Wwiedenskiego pole w miejscu odbioru znika. Rezultat ten jest sprzeczny z doświadczeniem, które wykazuje, że pole istnieje nie tylko na granicy strefy widoczności, lecz i znacznie dalej. W praktyce przyjmuje się, że wzór Wwiedenskiego można stosować dla odległołości mniejszych od $0{,}7R_0$. Obszar stosowalności wzoru Wwiedenskiego nazywamy *obszarem interferencyjnym*. W tym obszarze pole w miejscu odbioru można uważać za wynik interferencji fali bezpośredniej i fali odbitej od powierzchni ziemi. Zwiększając odległość między antenami przechodzimy z obszaru interferencyjnego do *obszaru*

dyfrakcyjnego, w którym pole nie może już być przedstawione w postaci sumy pól dwóch fal. Pojęcie obszaru dyfrakcyjnego jest szersze niż pojęcie *obszaru cienia*, obejmuje ono bowiem zarówno oszar cienia jak i *półcienia* (rys. 12-18). Obliczenie natężenia pola w obszarze dyfrakcyjnym jest zadaniem zbyt skomplikowanym i obszernym, abyśmy mogli je tutaj rozważać. Klasyczne rozwiązanie zagadnienia dyfrakcji fal radiowych wokół półprzewodzącej i kulistej powierzchni ziemi polega

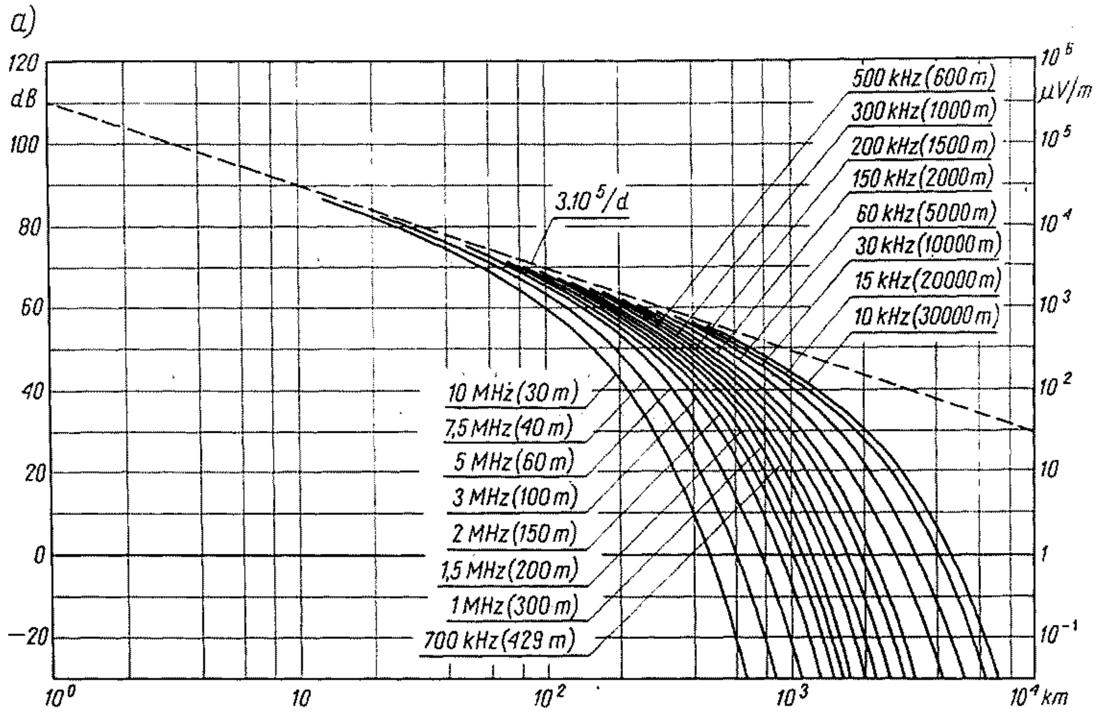


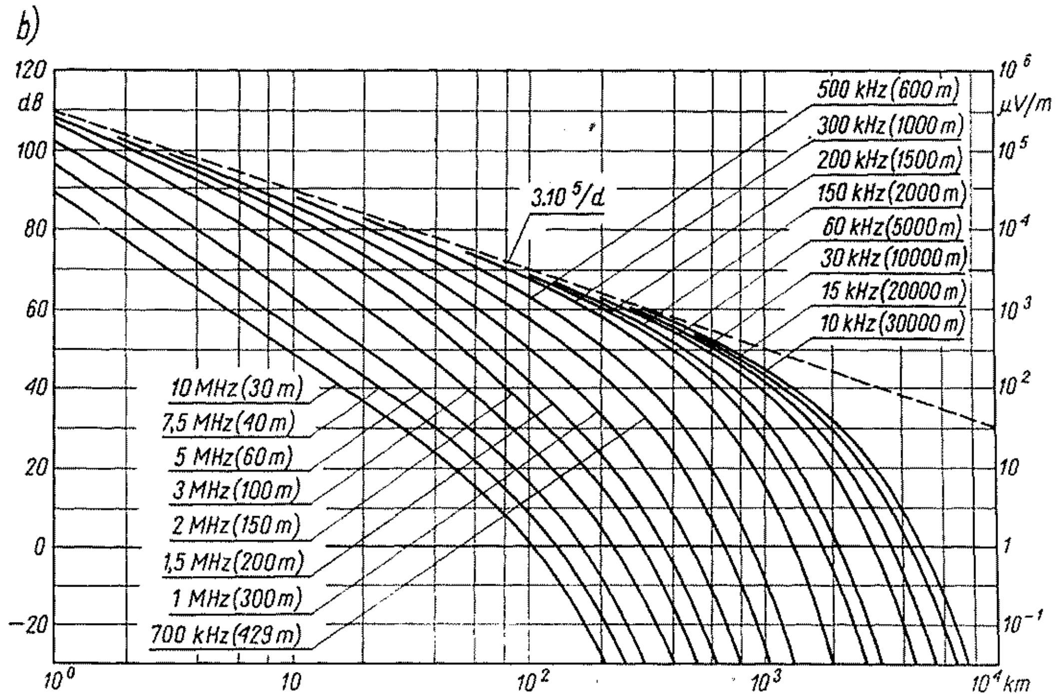
Rys. 12-17. Wysokości sprowadzone zawieszenia anten przy rozchodzeniu się fal radiowych nad ziemią kulistą w zakresie bezpośredniej widoczności



Rys. 12-18. Podział trasy propagacji fal radiowych nad ziemią kulistą

na rozwiązaniu równań Maxwella dla ziemi i otaczającej ją przestrzeni. Rozwiązanie takie powinno spełniać warunki brzegowe i mieć osobliwość w miejscu umieszczenia anteny nadawczej. Prowadzi ono niestety do bardzo wolno zbieżnego szeregu zbudowanego z funkcji Legendre'a, Hankela i Bessela. W różny sposób można przyspieszyć zbieżność tego szeregu. Do najciekawszych należą prace van der Pola, Bremmera i Foka [16, 43]. Na podstawie tych prac przygotowano krzywe ułatwiające obliczenia inżynierskie. Krzywe te, zwane *krzywymi propagacji CCIR* [9], dotyczą przypadku





Rys. 12-19. Krzywe CCIR propagacji fali powierzchniowej: a) $\sigma = 4$ S/m, $\varepsilon_r = 80$; b) $\sigma = 0{,}01$ S/m, $\varepsilon_r = 4$ (według Zalecenia nr 368 CCIR, Oslo 1966)

anten umieszczonych na powierzchni ziemi. Są one odniesione do wartości pola nietłumionego, wynoszącej (w μV/m)

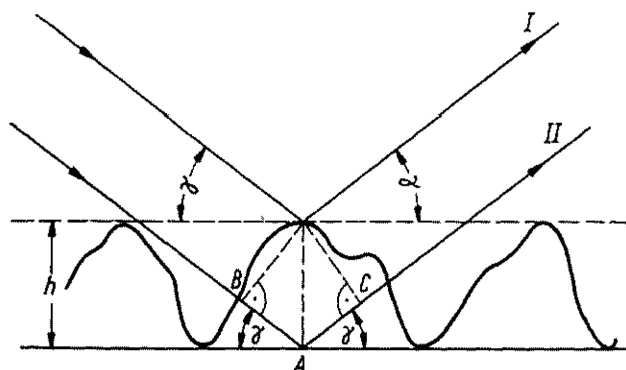
$$E_0 = \frac{3 \cdot 10^5}{R}$$

przy czym R jest odległością (w km) między punktami nadawania i odbioru. Wartość ta odpowiada natężeniu pola wytwarzanemu przez krótką pionową antenę umieszczoną na powierzchni ziemi doskonale przewodzącej i promieniującą moc 1 kW. Dwa przykłady krzywych propagacji CCIR przedstawiono na rys. 12-19.

12.7. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH NAD NIERÓWNĄ POWIERZCHNIĄ ZIEMI

12.7.1. KRYTERIUM RAYLEIGHA

Nierówność powierzchni ziemi w odniesieniu do rozchodzących się nad nią fal radiowych ma charakter względny. Decyduje tutaj stosunek długości fali do wysokości nierówności. Podczas gdy okolica pagórkowata ze wzniesieniami rzędu kilkuset



Rys. 12-20. Odbicie fali od nierównej powierzchni

metrów przedstawia dla fal bardzo długich powierzchnię gładką, to równe pole pokryte trawą o wysokości 10 cm jest dla fal centymetrowych powierzchnią nierówną.

Do oceny stopnia nierówności powierzchni stosujemy zapożyczone z optyki *kryterium Rayleigha.* Wyobraźmy sobie, że na nierówną powierzchnię pada pod kątem wzniesienia γ fala płaska i postarajmy się odpowiedzieć na pytanie: przy jakiej wysokości nierówności zaczyna znikać lustrzany charakter odbicia i pojawia się rozproszenie? Dla ułatwienia załóżmy, że wszystkie nierówności mają jednakową wysokość. Na rys. 12-20 linia ciągła przedstawia płaszczyznę będącą dolną granicą nierówności, a linia przerywana — płaszczyznę stanowiącą górną granicę nierówności.

W powstawaniu fali odbitej bierze udział zarówno górna jak i dolna płaszczyzna. Fala odbita od dolnej płaszczyzny przechodzi dodatkową drogę $BAC = 2h\sin\gamma$,

przy czym h jest wysokością nierówności. Wskutek tej różnicy dróg fale odbite od górnej i dolnej płaszczyzny różnią się w fazie o kąt

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi h}{\lambda}\sin\gamma$$

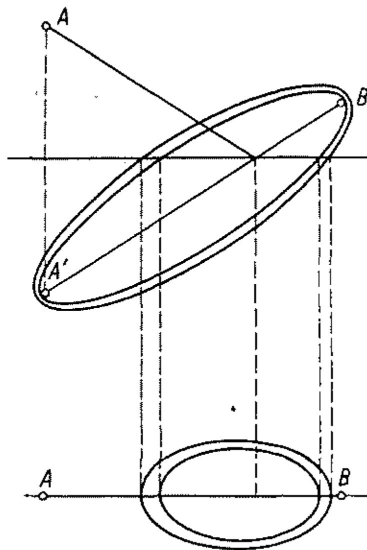
Umówmy się (w pewnej mierze dowolnie), że jeżeli różnica faz $\Delta\varphi$ przewyższa $\pi/2$, to mamy do czynienia z *rozpraszaniem fali*, natomiast jeśli $\Delta\varphi < \pi/2$, to zachodzi odbicie fali. Z powyższego wynika, że maksymalna wysokość nierówności, przy której powierzchnię odbijającą można uważać za gładką, zależy od długości fali i kąta padania

$$h < \frac{\lambda}{8\sin\gamma} \qquad (12\text{-}72)$$

Nierówność (12-72) nosi nazwę kryterium Rayleigha.

12.7.2. WPŁYW NIERÓWNOŚCI ZIEMI NA PROPAGACJĘ FAL W OBSZARZE INTERFERENCYJNYM

W obszarze interferencyjnym natężenie pola w miejscu odbioru jest sumą fali bezpośredniej i fali odbitej od ziemi. Nierówności ziemi mają wpływ na wartość współczynnika odbicia, a więc i na natężenie pola fali odbitej. Pojawienie się rozproszenia jest równoznaczne ze zmniejszeniem się modułu współczynnika odbicia.



Rys. 12-21. Strefy Fresnela przy odbiciu

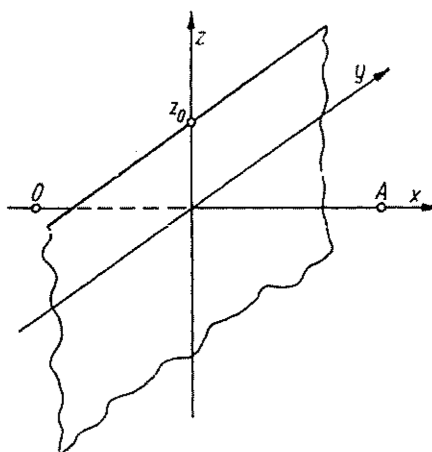
Na ogół nierówności powierzchni ziemi zmieniają się od punktu do punktu i dlatego konieczna jest znajomość tej części powierzchni, która efektywnie uczestniczy w formowaniu fali odbitej. W tym celu zbudujemy przestrzenne strefy Fresnela między punktem odbioru B a lustrzanym odbiciem punktu nadawania A'. Przecięcie się

tych stref z płaszczyzną odbijającą wyznacza obszar mający istotne znaczenie dla odbicia (rys. 12-21).

Dotychczas nie opracowano jeszcze skutecznych sposobów obliczania współczynników odbicia od nierównej powierzchni. Pomiary wykazują, że fale krótsze od 1 m, przy kątach wzniesienia większych od dwóch-trzech stopni, ulegają w zasadzie rozproszeniu.

12.7.3. PROPAGACJA FAL RADIOWYCH W OBECNOŚCI PRZESZKÓD NA TRASIE

Wpływ przeszkody na trasie propagacji fal radiowych można w przybliżeniu oszacować analizując zjawisko dyfrakcji na krawędzi nieprzezroczystego ekranu.



Rys. 12-22. Dyfrakcja fali na krawędzi ekranu

Określimy pole wytwarzane w punkcie A przez źródło znajdujące się w punkcie O w obecności ekranu w kształcie półpłaszczyzny (rys. 12-22). Możemy w tym przypadku posłużyć się wzorem (11-18)

$$E(A) = \frac{-\mathrm{j}}{\lambda} \int\limits_{S_0} E_0 \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k(\varrho+r)}}{\varrho r} (I_n \cdot I_r) \mathrm{d}S$$

Przyjmiemy przy tym, że pole na zacienionej części ekranu jest równe zeru, natomiast na pozostałej części płaszczyzny, w której leży ekran, jest takie samo jak przy braku ekranu.

Wyrażenie podcałkowe w zależności (11-18) składa się z szybko zmieniającej się funkcji eksponencjalnej i czynników wolnozmiennych. Jak to wykazaliśmy w p. 1.5, istotny wkład do pola w punkcie obserwacji wnoszą źródła wtórne leżące w obszarze kilku pierwszych stref Fresnela. Wprowadzając prostokątny układ współrzędnych z płaszczyzną yz pokrywającą się z S_0 i osią x pokrywającą się z prostą OA, możemy więc dla tej części płaszczyzny S_0 zapisać

$$\varrho + r = \varrho_0 \sqrt{1+\frac{y^2+z^2}{\varrho_0^2}} + r_0 \sqrt{1+\frac{y^2+z^2}{r_0^2}} \approx \varrho_0 + r_0 + \frac{y^2+z^2}{2}\left(\frac{1}{\varrho_0}+\frac{1}{r_0}\right) \quad (12\text{-}73)$$

Korzystając z zależności (12-73) i zastępując w wyrażeniu podcałkowym (11-18) wolnozmienne funkcje ich wartościami w punkcie stacjonarnej fazy otrzymujemy

$$E(A) = \frac{\mathrm{j}}{\lambda} E_0 \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0 r_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\frac{k}{2}\left(\frac{1}{\varrho_0}+\frac{1}{r_0}\right)(y^2+z^2)} \mathrm{d}y\,\mathrm{d}z \tag{12-74}$$

Wprowadzając następnie nowe zmienne całkowania:

$$\left.\begin{aligned} u &= z\sqrt{\frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\varrho_0}+\frac{1}{r_0}\right)} \\ v &= y\sqrt{\frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\varrho_0}+\frac{1}{r_0}\right)} \end{aligned}\right\} \tag{12-75}$$

wyrażenie (12-74) możemy sprowadzić do postaci

$$E(A) = \frac{\mathrm{j}}{2} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0+r_0} E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\frac{\pi}{2}v^2} \mathrm{d}v \int_{u_0}^{\infty} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\frac{\pi}{2}u^2} \mathrm{d}u \tag{12-76}$$

przy czym

$$u_0 = z_0\sqrt{\frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\varrho_0}+\frac{1}{r_0}\right)} \tag{12-77}$$

Pierwsza całka w wyrażeniu (12-76) jest równa

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\frac{\pi}{2}v^2} \mathrm{d}v = \sqrt{\frac{2}{\mathrm{j}}} \tag{12-78}$$

Gdyby ekranu nie było, tzn. $u_0 = -\infty$, druga całka przyjęłaby również wartość $\sqrt{2/\mathrm{j}}$ i pole w punkcie A byłoby określone zależnością

$$E(A) = E_0 \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0+r_0}.$$

Jest to wyrażenie na pole w swobodnej przestrzeni; druga całka w wyrażeniu (12-76) ujmuje więc wpływ ekranu na pole w punkcie obserwacji. Wprowadzając pojęcie współczynnika osłabienia $W(u_0)$ pole w punkcie A możemy przedstawić w postaci

$$E(A) = E_0 \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k(\varrho_0+r_0)}}{\varrho_0+r_0} W(u_0) \tag{12-79}$$

przy czym

$$W(u_0) = \sqrt{\frac{\mathrm{j}}{2}} \int_{u_0}^{\infty} \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\frac{\pi}{2}u^2} \mathrm{d}u \tag{12-80}$$

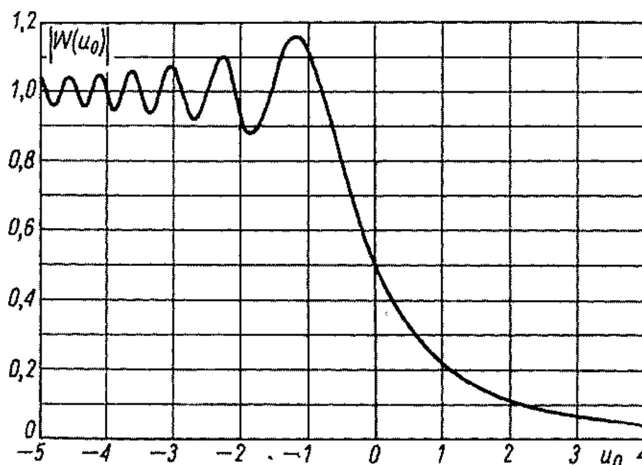
Całkę w wyrażeniu (12-80) można wyrazić przez całki Fresnela $\mathrm{C}(u_0)$ i $\mathrm{S}(u_0)$

$$W(u_0) = \sqrt{\frac{\mathrm{j}}{2}} \left\{\left[\frac{1}{2} - \mathrm{C}(u_0)\right] - \mathrm{j}\left[\frac{1}{2} - \mathrm{S}(u_0)\right]\right\} \tag{12-81}$$

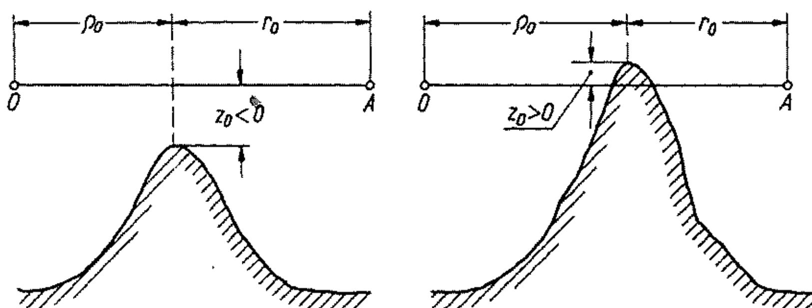
przy czym:

$$\left.\begin{aligned} C(u_0) &= \int_0^{u_0} \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) du \\ S(u_0) &= \int_0^{u_0} \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) du \end{aligned}\right\} \qquad (12\text{-}82)$$

Zależność modułu współczynnika osłabienia od u_0 przedstawiono na rys. 12-23.



Rys. 12-23. Moduł współczynnika osłabienia dla pola za ekranem



Rys. 12-24. Wpływ przeszkody na propagację fal radiowych

Uzyskane rezultaty można stosować do oceny wpływu przeszkód na trasie propagacji fal radiowych (rys. 12-24). Natężenie pola za przeszkodą wyraża się zależnością (12-79), przy czym jeśli przeszkoda leży poniżej prostej łączącej źródło i punkt obserwacji, to z_0 jest ujemne, w przeciwnym przypadku $z_0 > 0$. Warto zauważyć, że przy pewnych wartościach u_0 natężenie pola za przeszkodą przyjmuje wartości większe od natężenia pola w swobodnej przestrzeni [51].

WPŁYW TROPOSFERY NA ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH

13

13.1. BUDOWA I WŁAŚCIWOŚCI TROPOSFERY

Troposferą nazywamy dolną warstwę atmosfery zalegającą bezpośrednio nad powierzchnią ziemi i rozciągającą się do wysokości 8...10 km w strefach podbiegunowych, 10...12 km w szerokościach umiarkowanych oraz 16...18 km w okolicach równikowych. W całej swojej objętości troposfera ma jednakowy skład procentowy wchodzących w nią gazów, taki sam jak przy powierzchni ziemi. Wyjątek stanowi zawartość pary wodnej, która zależy od warunków meteorologicznych i zmniejsza się ze wzrostem wysokości.

Podstawowymi parametrami charakteryzującymi troposferę są: ciśnienie p (mierzone w milibarach[1]), temperatura bezwzględna oraz wilgotność bezwzględna e (również mierzona w milibarach). Niekiedy korzystamy z pojęcia wilgotności względnej S wyrażonej w procentach.

Charakterystycznym zjawiskiem zachodzącym w troposferze jest spadek temperatury ze wzrostem wysokości. Przeciętny pionowy gradient temperatury wynosi sześć stopni na kilometr. Przyczyną stopniowego spadku temperatury powietrza ze wzrostem wysokości jest przezroczystość troposfery dla promieniowania słonecznego. Prawie cały strumień energii słonecznej przechodzącej przez troposferę jest pochłaniany przez powierzchnię ziemi. Nagrzana powierzchnia ziemi powoduje podgrzewanie troposfery, przy czym ważną rolę odgrywa konwekcja. Przylegające do powierzchni ziemi masy powietrza nagrzewają się i unoszą w górę, ich miejsce zajmuje powietrze zimne itd. Wskutek nierównomiernego rozkładu temperatury na powierzchni ziemi powstają przy tym prądy wstępujące i zstępujące, wywołujące zawirowania w troposferze i przemieszanie mas powietrza.

W pewnych przypadkach, wskutek działania lokalnych czynników, mogą powstać obszary, w których temperatura powietrza rośnie ze wzrostem wysokości. Zjawisko to nazywamy *inwersją temperatury*. Inwersja temperatury może powstać między innymi wskutek poziomych ruchów mas powietrza; jest to tzw. *inwersja adwekcyjna*. Inwersje takie można obserwować wczesną wiosną, gdy nad powłoką śnieżną pokrywającą ziemię unoszą się nadchodzące z południa masy ciepłego powietrza. Innym przykładem może być przesuwanie się nagrzanego powietrza znad lądu nad chłodniejszą powierzchnię morza.

[1] W układzie SI stosuje się jednostkę N/m² (1 milibar = 10^2 N/m²).

W izotermicznej atmosferze ciśnienie maleje z wysokością według prawa

$$p = p_0 e^{-\frac{Mg}{RT}H} \tag{13-1}$$

przy czym:

p_0 — ciśnienie atmosferyczne na poziomie morza;
M = 29 — masa molowa powietrza, [kg/kmol];
g — przyspieszenie ziemskie [m/s²];
R = 8,31 · 10³ J/kmol · K — uniwersalna stała gazowa;
H — wysokość nad poziomem morza [m];
T — temperatura [K].

Propagacja fal radiowych w najniższej warstwie atmosfery jest w znacznym stopniu uzależniona od warunków meteorologicznych. Wpływ ich objawia się w postaci *załamywania, rozpraszania* i *tłumienia* fal radiowych w troposferze. Aby określić wpływ warunków meteorologicznych na propagację fal radiowych, musimy przede wszystkim ustalić związki między elektrycznymi a meteorologicznymi parametrami troposfery.

13.2. WSPÓŁCZYNNIK REFRAKCJI TROPOSFERYCZNEJ

Zjawisko refrakcji jest związane z przestrzenną zmiennością przenikalności elektrycznej ośrodka, w którym rozchodzą się fale elektromagnetyczne. Względna przenikalność elektryczna powietrza różni się nieznacznie od jedności i ulega stosunkowo niewielkim zmianom w funkcji wysokości. Okazuje się jednak, że nawet ta mała zmienność wystarcza, aby fale radiowe ulegały *refrakcji* mającej praktyczne znaczenie.

Ponieważ współczynnik załamania powietrza n tylko o kilka dziesięciotysięcznych przewyższa jedność, często zamiast *współczynnika refrakcji n* wprowadzamy pojęcie *wskaźnika refrakcji N*, zdefiniowanego następująco:

$$N = 10^6 (n-1) \tag{13-2}$$

Wskaźnik refrakcji troposferycznej zależy od temperatury, ciśnienia i wilgotności powietrza

$$N = (n-1)10^6 = \frac{77,6}{T}\left(p + \frac{4810e}{T}\right) \tag{13-3}$$

Wartość wskaźnika refrakcji zmienia się w funkcji wysokości nad ziemią. Różniczkując zależność (13-3) względem H otrzymujemy

$$\frac{dN}{dH} = 77,6\left[\frac{1}{T}\frac{dp}{dH} - \left(\frac{p}{T^2} + 9620\frac{e}{T^3}\right)\frac{dT}{dH} + \frac{4810}{T^2}\frac{de}{dH}\right] \tag{13-4}$$

Ze wzrostem wysokości ciśnienie zawsze maleje i gradient ciśnienia w małym stopniu zależy od warunków meteorologicznych. Pierwszy składnik w nawiasie kwa-

dratowym wyrażenia (13-4) jest więc prawie stały i zawsze ujemny. Gradienty temperatury i wilgotności są natomiast czułe na zmiany warunków meteorologicznych i mogą nawet zmieniać znak (przy inwersji temperatury i powstawaniu tzw. wilgotnych worków).

Ze względu na znaczną i częstą zmienność warunków meteorologicznych, matematyczne ujęcie wpływu troposfery na propagację fal radiowych jest możliwe tylko przy założeniu pewnych przeciętnych warunków dla danego obszaru. Taka wyidealizowana troposfera nosi nazwę *troposfery standardowej*. Według zaleceń CCIR [9] wskaźnik refrakcji dla troposfery standardowej wyraża się wzorem

$$N(H) = 289\,e^{-0{,}136H} \tag{13-5}$$

przy czym H jest wysokością n.p.m. mierzoną w kilometrach.

13.3. REFRAKCJA FAL RADIOWYCH W TROPOSFERZE

Zjawisko refrakcji fal radiowych w troposferze rozważa się na ogół na podstawie praw optyki geometrycznej. Mimo stosunkowo długiej fali stosowanie praw optyki geometrycznej jest dopuszczalne, jeśli tylko względne zmiany współczynnika załamania na odcinku równym długości fali są bardzo małe

$$\frac{1}{n}\left|\frac{dn}{ds}\right|\lambda \ll 1 \tag{13-6}$$

W troposferze nierówność (13-6) jest zawsze spełniona.

Znajdziemy teraz równanie trajektorii fali radiowej rozchodzącej się w troposferze. Posłużymy się w tym celu wprowadzonym w p. 2.2.2 pojęciem eikonału, którego równanie zapiszemy w postaci

$$|\nabla A| = n \tag{13-7}$$

Pomnóżmy obie strony równania (13-7) przez wektor jednostkowy $\boldsymbol{1}_{s0}$ styczny do promienia, wzdłuż którego rozchodzi się fala; otrzymamy wówczas

$$\boldsymbol{1}_{s0} n = \boldsymbol{1}_{s0} |\nabla A| = \nabla A \tag{13-8}$$

Zróżniczkujmy teraz wyrażenie (13-8) względem s

$$\frac{\partial}{\partial s}(\boldsymbol{1}_{s0} n) = \frac{\partial}{\partial s}\nabla A = \nabla n \tag{13-9}$$

Jest to poszukiwane równanie trajektorii fali w najogólniejszej postaci. Rozpatrzmy przypadek szczególny, gdy współczynnik załamania zależy tylko od wysokości nad powierzchnią ziemi. W tym przypadku wektor ∇n jest skierowany wzdłuż promienia $\boldsymbol{r}$ wychodzącego ze środka ziemi. Mnożąc równanie (13-9) wektorowo przez $\boldsymbol{r}$ otrzymamy więc

$$\boldsymbol{r} \times \frac{\partial}{\partial s}(\boldsymbol{1}_{s0} n) = 0 \tag{13-10}$$

Ponieważ jednak

$$\frac{\partial}{\partial s}(\boldsymbol{r}\times \boldsymbol{1}_{s0}n) = \frac{\partial \boldsymbol{r}}{\partial s}\times \boldsymbol{1}_{s0}n+\boldsymbol{r}\times\frac{\partial}{\partial s}(\boldsymbol{1}_{s0}n)$$

oraz ponieważ wektor $\partial \boldsymbol{r}/\partial s$ jest styczny do trajektorii fali, tzn. jest równoległy do wektora $\boldsymbol{1}_{s0}$, więc zamiast równania (13-10) możemy napisać

$$\frac{\partial}{\partial s}(\boldsymbol{r}\times \boldsymbol{1}_{s0}n) = 0 \tag{13-11}$$

Z równania (13-11) wynika, że iloczyn wektorowy $\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{1}_{s0}$ jest stały wzdłuż trajektorii fali. Oznacza to, że orientacja płaszczyzny wyznaczonej przez wektory $\boldsymbol{r}$ i $\boldsymbol{1}_{s0}$ jest stała albo — innymi słowy — że promień, wzdłuż którego rozchodzi się fala w kulisto-warstwowej troposferze, jest krzywą płaską.

Wobec tego słuszne jest następujące równanie:

$$nr\sin\Theta = \text{const} \tag{13-12}$$

przy czym Θ jest kątem między wektorem $\boldsymbol{r}$ a wektorem $\boldsymbol{1}_{s0}$. Wprowadzając kąt wzniesienia $\gamma = \frac{\pi}{2}-\Theta$ oraz biorąc pod uwagę, że na powierzchni ziemi $n = n_0$, $\gamma = \gamma_0$ oraz $r = a$, możemy równanie (13-12) przepisać w postaci

$$nr\cos\gamma = n_0 a\cos\gamma_0 \tag{13-13}$$

Dla płaskiej troposfery równanie to przechodzi w znane prawo Snelliusa

$$n\cos\gamma = n_0\cos\gamma_0 \tag{13-14}$$

Zajmiemy się teraz określeniem *promienia krzywizny trajektorii fali* radiowej rozchodzącej się w kulisto-warstwowej troposferze. Zgodnie z definicją promień krzywizny jest dany przez (rys. 13-1)

$$\varrho = \lim_{\Delta\varphi\to 0}\frac{\Delta s}{\Delta\varphi} = \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\varphi} \tag{13-15}$$

Z prostych zależności geometrycznych wynika, że

$$\Delta\varphi = \Delta\alpha-\Delta\gamma$$

oraz

$$\Delta s = \frac{r\Delta\alpha}{\cos\gamma}$$

przy czym $\Delta\alpha$ — kąt geocentryczny.

Korzystając z powyższych zależności otrzymujemy

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta s} = \frac{\Delta\alpha}{\Delta s}-\frac{\Delta\gamma}{\Delta s} = \frac{\cos\gamma}{r}-\frac{\Delta\gamma}{\Delta H}\frac{\Delta H}{\Delta s} = \frac{\cos\gamma}{r}-\frac{\Delta\gamma}{\Delta H}\sin\gamma$$

lub

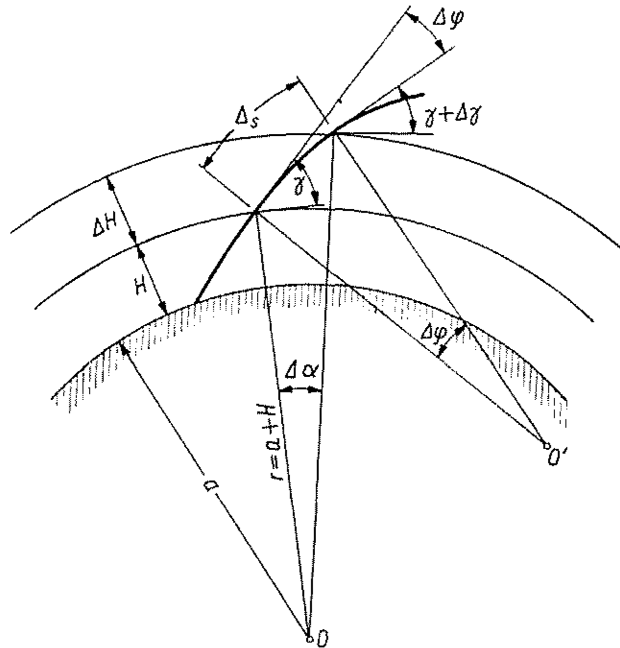
$$\frac{1}{\varrho} = \frac{\cos\gamma}{r}-\sin\gamma\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}H} \tag{13-16}$$

Pochodną $\mathrm{d}\gamma/\mathrm{d}H$ znajdziemy z wyrażenia (13-12) podstawiając $\Theta = \frac{\pi}{2}-\gamma$ oraz $r = a+H$

$$\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}H} = \frac{\operatorname{ctg}\gamma}{nr}\left(r\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}H}+n\right) \tag{13-17}$$

Podstawiając wyrażenie (13-17) do wzoru (13-16) znajdujemy

$$\varrho = -\frac{n}{\cos\gamma\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}H}} \tag{13-18}$$



Rys. 13-1. Rysunek pomocniczy do określenia promienia krzywizny trajektorii fali rozchodzącej się w kulisto-warstwowej troposferze

Z dostateczną dla praktyki dokładnością możemy w liczniku wyrażenia (13-18) założyć, że $n \approx 1$. Ponieważ w studiach nad rozchodzeniem się fal przyziemnych interesują nas przede wszystkim promienie skierowane wzdłuż ziemi, dla których $\cos\gamma \approx 1$, zatem ostateczna postać wyrażenia na promień krzywizny trajektorii fali jest następująca:

$$\varrho = -\frac{1}{\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}H}} = -\frac{10^6}{\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}H}} \tag{13-19}$$

Wynik ten wskazuje, że promień krzywizny trajektorii nie zależy od współczynnika załamania, lecz od szybkości, z jaką zmienia się on ze wzrostem wysokości.

Gdy fale radiowe rozchodzą się w troposferze standardowej, ich trajektorie w pobliżu powierzchni ziemi przybierają kształt łuków o promieniu

$$\varrho = -\frac{10^6}{-289 \cdot 0{,}136} \approx 25\,000 \text{ km}$$

Refrakcję zachodzącą w troposferze standardowej nazywamy *refrakcją normalną*.

13.4. ZASTĘPCZY PROMIEŃ ZIEMI

Wpływ refrakcji troposferycznej na propagację fal radiowych można ująć wprowadzając do wzorów interferencyjnych, a w pewnych przypadkach także do wzorów dyfrakcyjnych, w miejsce rzeczywistego promienia ziemi promień zastępczy.

Zastępczy promień ziemi a_z można stosować w tych przypadkach, gdy gradient współczynnika załamania nie zależy od wysokości tzn. gdy

$$\frac{dn}{dH} = \text{const}$$

a więc

$$n = n_0 + \frac{dn}{dH} H \tag{13-20}$$

Wprowadzając zależność (13-20) do równania trajektorii fali (13-13) otrzymujemy

$$\left(1 + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH} H\right)\left(1 + \frac{H}{a}\right)\cos\gamma = \cos\gamma_0 \tag{13-21}$$

Biorąc pod uwagę, że

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH} \frac{H}{a} \ll \frac{1}{a}$$

równanie (13-21) możemy sprowadzić do postaci

$$\left[1 + H\left(\frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH} + \frac{1}{a}\right)\right]\cos\gamma = \cos\gamma_0 \tag{13-22}$$

Równanie trajektorii fali rozchodzącej się w jednorodnej troposferze ma następujący kształt:

$$\left(1 + \frac{H}{a}\right)\cos\gamma = \cos\gamma_0 \tag{13-23}$$

Porównując wyrażenia (13-22) i (13-23) dochodzimy do wniosku, że troposferę ze stałym gradientem współczynnika załamania można zastąpić jednorodną troposferą, jeśli w miejsce rzeczywistego promienia wprowadzimy *zastępczy promień ziemi*, określony zależnością

$$\frac{1}{a_z} = \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH} + \frac{1}{a} \approx \frac{1}{a} + \frac{dn}{dH} \tag{13-24}$$

Uwzględniając, że przy $\gamma_0 = 0$

$$\frac{dn}{dH} = -\frac{1}{\varrho}$$

otrzymujemy

$$\frac{1}{a_z} = \frac{1}{a} - \frac{1}{\varrho} \tag{13-25}$$

Dla refrakcji normalnej wartość zastępczego promienia ziemi

$$a_z = \frac{4}{3}a = 8500 \text{ km} \tag{13-26}$$

Wprowadzając zastępczy promień ziemi do wzoru (12-71) wzynaczamy granice bezpośredniej widoczności anten

$$R_0 = \sqrt{2a_z}\left(\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2}\right) \tag{13-27}$$

13.5. KLASYFIKACJA ROZMAITYCH STOPNI NASILENIA REFRAKCJI TROPOSFERYCZNEJ

Omawiając wyżej wpływ refrakcji na rozchodzenie się fal radiowych, traktowaliśmy o przeciętnym, najczęściej spotykanym stanie troposfery — troposferze standardowej. Pod wpływem określonych czynników meteorologicznych może się jednak wytworzyć w troposferze rozkład współczynnika załamania różniący się istotnie od rozkładu w warunkach normalnych. W związku z tym fale radiowe rozchodzące się w troposferze mogą ulegać refrakcji o różnym stopniu nasilenia. Spotykane intensywności refrakcji dzielimy na trzy grupy: *refrakcję ujemną*, *brak refrakcji* i *refrakcję dodatnią*. W nieobecności refrakcji ($dN/dH = 0$) fale radiowe rozchodzą się w troposferze wzdłuż linii prostych. Przy refrakcji ujemnej ($dN/dH > 0$) trajektorie fal są skierowane wypukłością w dół, fale radiowe oddalają się od powierzchni ziemi. Przy refrakcji dodatniej ($dN/dH < 0$) trajektorie fal są zwrócone wypukłością w górę. Szczególnym przypadkiem refrakcji dodatniej jest refrakcja normalna.

Refrakcję dodatnią dzielimy z kolei na 1) słabą, 2) normalną, 3) silną, 4) krytyczną i 5) superrefrakcję.

Dla wyjaśnienia wyprowadzonej klasyfikacji zajmiemy się dokładniej *refrakcją krytyczną*, która ma miejsce wówczas, gdy promień krzywizny trajektorii fali jest równy promieniowi ziemi. Podstawiając do wzoru (13-19) $\varrho = a = 6{,}37 \cdot 10^6$ m, otrzymujemy

$$\frac{dN}{dH} = -\frac{10^6}{6{,}37 \cdot 10^6} = -0{,}157$$

W warunkach refrakcji krytycznej trajektoria fali wypromieniowanej pod kątem $\gamma_0 = 0$ przebiega na stałej wysokości nad powierzchnią ziemi.

Tablica 13-1

Klasyfikacja różnych rodzajów refrakcji troposferycznej

Rodzaj refrakcji	Pionowy gradient wskaźnika refrakcji dN/dH [1/m]	Promień krzywizny trajektorii fali ϱ [km]	Zastępczy promień ziemi a_z [km]	Trajektoria rzeczywista	Trajektoria zastępcza
Ujemna	> 0	< 0	< 6370	a	$a_z<a$
Brak refrakcji	0	∞	6370	a	$a_z=a$
Dodatnia słaba normalna silna	 0...−0,04 −0,04 −0,04...−0,157	 ∞...25000 25000 25000...6370	 6370...8500 8500 8500...∞	a	$a_z>a$
Krytyczna	−0,157	6370	∞	a	$a_z=\infty$
Superrefrakcja	< −0,157	< 6370	< 0	a	$a_z<0$

W warunkach *superrefrakcji* trajektorie fal radiowych są nadal zwrócone wypukłością do góry, jednakże ich promień krzywizny jest mniejszy od promienia ziemi, w wyniku czego promienie wychodzące pod niewielkimi kątami wzniesienia ulegają w troposferze całkowitemu wewnętrznemu odbiciu i w pewnej odległości od nadajnika powracają na powierzchnię ziemi.

Słaba refrakcja zachodzi w warunkach pośrednich między brakiem refrakcji a refrakcją normalną. *Silna refrakcja* zachodzi w warunkach pośrednich między refrakcją normalną a krytyczną.

W tablicy 13-1 podano wartości gradientu wskaźnika refrakcji, promienia krzywizny trajektorii fali oraz zastępczego promienia ziemi dla wymienionych rodzajów refrakcji troposferycznej. Przedstawiono również rzeczywiste trajektorie fal radiowych rozchodzących się nad powierzchnią ziemi oraz trajektorie równoważne nad ziemią o zastępczym promieniu. Przy refrakcji ujemnej zastępczy promień ziemi jest mniejszy od promienia rzeczywistego. Przy refrakcji krytycznej promień równoważny staje się nieskończenie wielki, natomiast przy superfrakcji — przyjmuje wartość ujemną. W tym ostatnim przypadku zastępcza ziemia staje się wklęsła, tak że prostoliniowy promień odbijając się wielokrotnie od wklęsłej powierzchni może dotrzeć do odległych punktów.

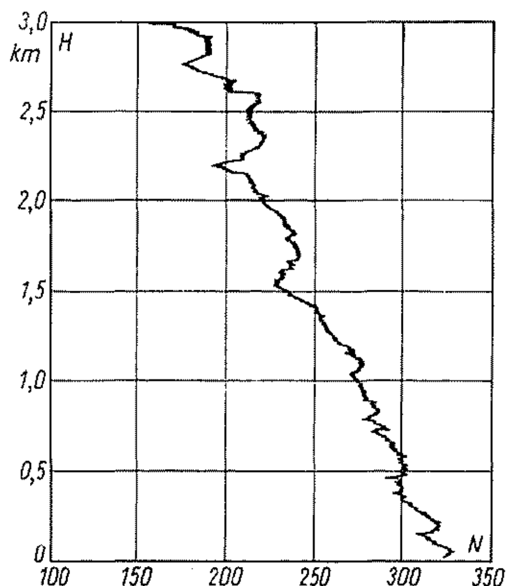
13.6. ROZPRASZANIE FAL RADIOWYCH W TROPOSFERZE

Wiele znanych od dawna faktów, takich jak migotanie gwiazd, drganie przedmiotów oglądanych przez przylegającą do nagrzanej powierzchni ziemi warstwę powietrza, kłębienie się dymu nad wysokimi kominami fabrycznymi, a także późniejsze obserwacje śladów kondensacji spalin pozostawionych przez wysoko lecące samoloty, wskazują na istnienie w troposferze chaotycznych turbulencyjnych ruchów mas powietrza. Ruchy te mają wpływ na lokalną wartość współczynnika załamania, tak że wykres zależności wskaźnika refrakcji od wysokości (tzw. *profil wskaźnika refrakcji*) wykazuje charakterystyczne „ząbki" (rys. 13-2).

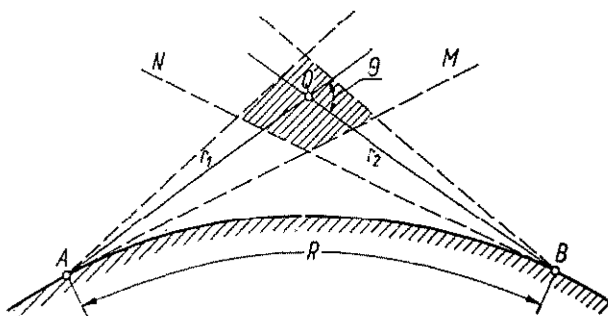
Fluktuacje współczynnika załamania są powodem rozpraszania fal radiowych w troposferze, dzięki czemu istnieje możliwość zrealizowania dalekosiężnej łączności radiowej na falach ultrakrótkich [13, 31, 32].

Istnienie pola, powstałego wskutek rozpraszania w troposferze, daleko poza horyzontem można wyjaśnić w następujący sposób. Przypuśćmy, że anteny stacji nadawczej i odbiorczej są umieszczone w pobliżu powierzchni ziemi w punktach A i B (rys. 13-3). Oczywiste jest, że wszystkie punkty położone nad stycznymi AM i BN są jednocześnie widoczne z obu stacji. Oznaczmy przez V tę część troposfery, która jest widoczna jednocześnie z punktów A i B i która uczestniczy w procesie powstawania pola rozproszonego. Górna granica obszaru uczestniczącego w procesie powstawania pola rozproszonego jest określona przez właściwości kierunkowe użytych anten. Każdy element objętości wewnątrz obszaru V oświetlony przez antenę

nadawczą staje się źródłem promieniowania wtórnego oddziaływającego z kolei na antenę odbiorczą. Energia odebrana przez antenę odbiorczą jest wynikiem sumarycznego działania wszystkich źródeł wtórnych znajdujących się w obszarze V.



Rys. 13-2. Profil wskaźnika refrakcji zmierzony za pomocą refraktometru. Na wykresie jest widoczna struktura drobnych, losowych zmian wskaźnika refrakcji



Rys. 13-3. Powstawanie promieniowania rozproszonego

Obierzmy punkt Q wewnątrz obszaru V. Gęstość strumienia mocy w tym punkcie jest określona zależnością

$$S_Q = \frac{P_m}{4\pi r_1^2} \tag{13-28}$$

przy czym:

P_m — zastępcza moc promieniowana w kierunku punktu Q;

r_1 — odległość od anteny nadawczej do punktu Q.

Jeśli przez $\sigma(\Theta)$ oznaczymy *skuteczną powierzchnię rozpraszającą* w kierunku anteny odbiorczej elementu objętości troposfery dV ze środkiem w punkcie Q, to gęstość strumienia mocy wytwarzanego przez ten element w punkcie B

$$dS_B = \frac{P_m \sigma(\Theta)}{(4\pi r_1 r_2)^2} dV \tag{13-29}$$

przy czym r_2 — odległość punktu Q od anteny odbiorczej.

Moc dostarczona antenie odbiorczej przez element objętości w punkcie Q znajdziemy mnożąc gęstość strumienia mocy dS_B przez powierzchnię skuteczną anteny odbiorczej A_2

$$dP_2 = \frac{P_m A_2 \sigma(\Theta)}{(4\pi r_1 r_2)^2} dV \tag{13-30}$$

Dla wyznaczenia mocy dostarczonej przez cały obszar V należy otrzymane wyrażenie scałkować. Jeśli jednak kierunkowość obu anten jest duża, a w praktyce mamy do czynienia tylko z takimi przypadkami, to rozmiary obszaru V są na tyle małe, że możemy dla wszystkich punktów Q przyjąć $r_1 \approx r_2 \approx R/2$ oraz założyć stałość skutecznej powierzchni rozpraszającej $\sigma(\Theta)$. Ponadto, zastępcza moc promieniowana przez antenę nadawczą jest w przybliżeniu stała dla całego obszaru V i równa iloczynowi mocy nadajnika P_N przez zysk energetyczny anteny nadawczej G_1. Podobnie możemy założyć stałość powierzchni skutecznej anteny odbiorczej. Uwzględniając powyższe założenia i wyrażając powierzchnię skuteczną anteny odbiorczej przez jej zysk energetyczny G_2, otrzymujemy następujące wyrażenie na moc doprowadzaną do dopasowanego odbiornika:

$$P_2 = \frac{P_N G_1 G_2 \lambda^2 V \sigma(\Theta)}{4\pi^3 R^4} \tag{13-31}$$

Gdyby fale radiowe rozchodziły się w swobodnej przestrzeni, wówczas w odległości R (odległość między nadajnikiem a odbiornikiem mierzona wzdłuż powierzchni ziemi, rys. 13-3) przy właściwej orientacji anten, moc doprowadzona do odbiornika byłaby równa

$$P_{o2} = \frac{P_N G_1 G_2 \lambda^2}{(4\pi)^2 R^2} \tag{13-32}$$

Korzystając z pojęcia współczynnika osłabienia W możemy moc doprowadzoną do odbiornika w warunkach rozpraszania troposferycznego zapisać w postaci

$$P_2 = P_{o2} W^2 \tag{13-33}$$

Porównując wyrażenie (13-33) i (13-31) oraz korzystając ze wzoru (13-32) otrzymujemy następujące wyrażenie na współczynnik osłabienia przy rozpraszaniu fal radiowych w troposferze:

$$W = \frac{2}{R} \sqrt{\frac{V \sigma(\Theta)}{\pi}} \tag{13-34}$$

Według Villarsa i Weisskopfa [32] skuteczna powierzchnia rozpraszająca wyraża się zależnością

$$\sigma(\Theta) \approx \frac{4\pi^2\lambda}{\Theta^5}\overline{\left(\frac{dN}{dH} - \overline{\frac{dN}{dH}}\right)^2} \tag{13-35}$$

Objętość obszaru uczestniczącego w powstawaniu promieniowania rozproszonego przy założeniu, że obie anteny są jednakowe, można wyznaczyć z prostych zależności geometrycznych

$$V \approx \frac{1}{8}aR^2\alpha_V^2\alpha_H \tag{13-36}$$

przy czym α_V i α_H są kątami połowy mocy odpowiednio w płaszczyźnie pionowej i poziomej.

Rozpraszaniu fal ultrakrótkich w troposferze towarzyszą wahania poziomu sygnałów (fluktuacje). Obserwuje się zarówno wahania szybkie (trwające minuty, sekundy i ułamki sekund) jak i wahania powolne (godzinowe, dobowe, miesięczne). Przyczyną powolnych wahań natężenia pola są regularne (dobowe i sezonowe) oraz przypadkowe zmiany warunków meteorologicznych, a w szczególności zmiany średniego gradientu współczynnika załamania i intensywności procesów turbulencyjnych w troposferze.

Występowanie fluktuacji zmusza do stosowania metod statystycznych do opisu warunków odbioru sygnałów przy rozpraszaniu fal w troposferze. Doświadczalnie stwierdzono, że powolne zmiany natężenia pola dają się najlepiej opisać za pomocą rozkładu logarytmicznie normalnego, natomiast szybkie zmiany są podporządkowane rozkładowi Rayleigha.

Związek statystyczny między fluktuacjami natężenia pola w dwóch różnych punktach przestrzeni opisuje się za pomocą *przestrzennej funkcji korelacji* $\varrho(R)$. Fluktuacje obserwowane w dostatecznie odległych punktach są statystycznie niezależne, ponieważ fale rozproszone dochodzące do tych punktów powstają w różnych obszarach troposfery, w których losowe zmiany współczynnika załamania nie są statystycznie powiązane. Przestrzenna funkcja korelacji jest więc malejącą funkcją odległości. Fluktuacje uważa się za statystycznie niezależne, gdy przestrzenna funkcja korelacji maleje do wartości $1/e \approx 0{,}37$; odpowiadającą tej wartości odległość R_m nazywamy *promieniem przestrzennej korelacji fluktuacji*. Na ogół promień przestrzennej korelacji fluktuacji nie przekracza kilkudziesięciu długości fali.

Właściwość braku przestrzennej korelacji fluktuacji już przy odległościach rzędu kilkudziesięciu długości fali wykorzystuje się do poprawienia warunków odbioru sygnałów radiowych (*odbiór zbiorczy*) [58]. Jeśli do odbioru stosuje się dwie anteny rozstawione na odległość większą od promienia przestrzennej korelacji fluktuacji, to wahania sygnału w każdej antenie są statystycznie niezależne. Oznaczmy przez $p(E)$ prawdopodobieństwo tego, że natężenie pola przy antenie spada poniżej wartości E. Prawdopodobieństwo spadku natężenia pola poniżej wartości E jedno-

cześnie w obu antenach jest równe $p^2(E)$, jest więc znacznie mniejsze niż dla pojedynczej anteny (szczególnie gdy $p(E) \ll 1$).

Obserwując fluktuację dwóch sygnałów o różnych częstotliwościach stwierdzamy, że przy dostatecznie dużej różnicy częstotliwości sygnałów Δf fluktuacje są statystycznie niezależne. Do opisu związków statystycznych między fluktuacjami dwóch sygnałów różniących się częstotliwością wprowadzamy *częstotliwościową funkcję korelacji fluktuacji* $\varrho(\Delta f)$. Odstęp częstotliwości Δf_m, przy którym funkcja $\varrho(\Delta f)$ przyjmuje wartość $1/e$ nazywamy *odstępem korelacji.*

Brak korelacji częstotliwościowej fluktuacji ma dwojakie znaczenie dla pracy systemów radiokomunikacyjnych. Z jednej strony jest on wykorzystywany do poprawy warunków odbioru (*odbiór zbiorczy częstotliwościowy*), z drugiej strony odstęp korelacji Δf_m określa szerokość pasma, którą można przesłać bez zniekształceń. Jeśli szerokość pasma przesyłanego sygnału jest mniejsza od Δf_m, to fluktuacje poszczególnych składowych sygnału są silnie skorelowane i sygnał nie ulega zniekształceniu. Jeśli jednak szerokość pasma sygnału znacznie przewyższa Δf_m, to fluktuacje poszczególnych składowych sygnału przestają być skorelowane i sygnał ulega dużym zniekształceniom. Możemy więc uważać, że ośrodek propagacji ma określone „pasmo przenoszenia", ograniczające dopuszczalną szerokość pasma sygnału.

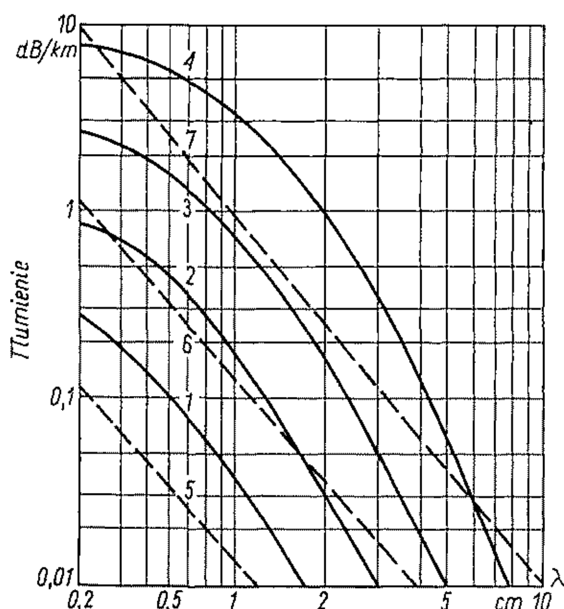
13.7. TŁUMIENIE FAL RADIOWYCH W TROPOSFERZE

W poprzednich rozdziałach badaliśmy wpływ troposfery na propagację fal radiowych biorąc pod uwagę jej niejednorodność. Wpływ ten polegał na zakrzywieniu trajektorii i rozpraszaniu fal. Zakładaliśmy przy tym, że troposfera jest całkowicie przezroczysta dla rozchodzących się w niej fal, czyli — innymi słowy — zakładaliśmy, że fale radiowe nie ulegają w troposferze tłumieniu. Bogaty materiał doświadczalny, uzyskany w wyniku eksploatacji linii radiowych w szerokim zakresie częstotliwości, wykazuje, że założenie to jest słuszne w każdych warunkach meteorologicznych dla fal dłuższych od 10 cm. Fale krótsze natomiast rozchodząc się w troposferze ulegają tłumieniu, które w pewnych warunkach meteorologicznych może być tak duże, że uniemożliwia nawiązanie łączności radiowej [41, 44, 53].

Rozróżniamy cztery rodzaje tłumienia powodowanego przez troposferę, a mianowicie: 1) tłumienie powodowane opadami atmosferycznymi (deszcz, mgła, grad, śnieg); 2) absorpcja molekularna, 3) rozpraszanie na cząsteczkach, 4) tłumienie w twardych cząsteczkach (pył, cząsteczki dymu). Dwa ostatnie rodzaje tłumienia mają znaczenie tylko dla najkrótszych fal przylegających do zakresu światła widzialnego. Pierwsze dwa rodzaje omówimy nieco szerzej.

Tłumienie powodowane opadami atmosferycznymi. Można wskazać dwie przyczyny powodujące tłumienie fal radiowych przez kropelki wody. Po pierwsze, kropelkę wody możemy uważać za półprzewodnik, w którym fala radiowa indukuje prądy

przesunięcia, których gęstość przy bardzo wielkich częstotliwościach jest znaczna. Straty energii wywołane tymi prądami są jedną z przyczyn tłumienia fal radiowych. Po drugie, indukowane w kropelkach wody prądy są wtórnymi źródłami promieniowania, powodującymi rozpraszanie fal. Rozpraszanie to daje taki sam efekt jak



Rys. 13-4. Zależność współczynnika tłumienia od długości fali dla deszczu i mgły
1 — drobny deszcz (0,25 mm/h); *2* — średni deszcz (1 mm/h); *3* — umiarkowany deszcz (4 mm/h); *4* — silny deszcz (16 mm/h); *5* — lekka mgła (widoczność — 600 m) *6* — średnia mgła (widoczność — 120 m); *7* — gęsta mgła (widoczność — 30 m) (według M. П. Долуханов: Распространение радиоволн. Изд. Связь, Москва 1965)

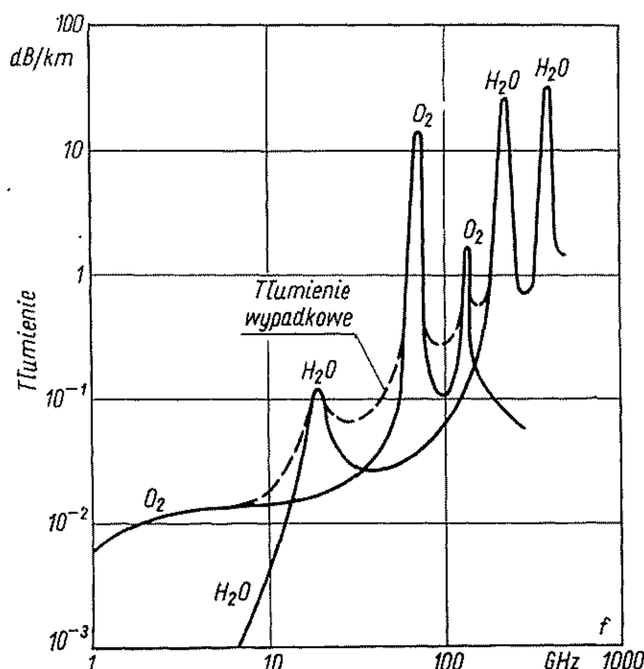
absorpcja, gdyż natężenie pola w kierunku rozchodzenia się fali maleje. Na rysunku 13-4 przedstawiono zależność współczynnika tłumienia od długości fali, dla deszczu i mgły o różnych intensywnościach.

Absorpcja molekularna. Fale krótsze od 1,5 cm ulegają tłumieniu wskutek bezpośredniego oddziaływania pola fali na cząsteczki gazów wchodzących w skład troposfery. W tych przypadkach energia rozchodzącej się fali jest zużywana na wzbudzanie atomów i cząsteczek. Absorbując energię rozchodzącej się fali atomy i cząsteczki przechodzą ze stanu o mniejszej energii do stanu o większej energii. Ponieważ dozwolone poziomy energetyczne mają wartości dyskretne, zatem opisane wyżej przejścia mają mniej lub bardziej wyraźny charakter rezonansowy, co prowadzi do rezonansowego, czyli selektywnego tłumienia fal radiowych.

Spośród gazów wchodzących w skład troposfery największe znaczenie, jeżeli idzie o tłumienie fal radiowych, mają tlen i para wodna. W zakresie fal centymetrowych i milimetrowych występują następujące rezonansowe długości fal, przy których tłumienie osiąga maksimum:

dla cząsteczek tlenu O_2 — 0,5 cm; 0,25 cm;
dla cząsteczek pary wodnej — 1,35 cm; 1,5 mm; 0,75 mm.

Na rysunku 13-5 pokazano zależność tłumienia od częstotliwości powodowanego przez cząsteczki tlenu i pary wodnej. Na wykresie wyraźnie widać pięć podanych



Rys. 13-5. Zależność współczynnika tłumienia od częstotliwości dla cząsteczek tlenu i pary wodnej (wilgotność właściwa 7,75 g/m^3) (według M. П. Долуханов: Распространение радиоволн. Изд. Связь, Москва 1965)

wyżej zakresów tłumienia rezonansowego. Tłumienie powodowane przez cząsteczki tlenu jest w przybliżeniu stałe, natomiast tłumienie powodowane przez cząsteczki pary wodnej bardzo zależy do wilgotności powietrza i wobec tego zmienia się w czasie.

WPŁYW JONOSFERY NA PROPAGACJĘ FAL RADIOWYCH 14

14.1. BUDOWA JONOSFERY

Jonosferą nazywamy zjonizowaną część atmosfery zalegającą na wysokości powyżej 60 km.

Zanim zajmiemy się jonosferą, celowe będzie zapoznać się z podstawowymi właściwościami fizycznymi górnych warstw atmosfery [33]. Wyniki obserwacji pośrednich i pomiarów bezpośrednich, wykonywanych za pomocą balonów, rakiet i sztucznych satelitów Ziemi, wskazują na to, że do wysokości 90 km atmosfera ma skład taki sam jak w pobliżu powierzchni Ziemi. Na dużych wysokościach różnice mas gazów wchodzących w skład atmosfery wpływają na jej rozwarstwienie: cięższe gazy gromadzą się w warstwach położonych niżej. W rozrzedzonej atmosferze pod wpływem promieniowania słonecznego zachodzi dysocjacja tlenu i azotu polegająca na tym, że cząstki tych gazów przyswajają sobie kwant energii i rozszczepiają się na atomy. Dysocjacja O_2 rozpoczyna się na wysokości ok. 90 km, natomiast dysocjacja N_2 zachodzi na wysokościach przewyższających 220 km. Orientacyjny skład atmosfery pokazano na rys. 14-1.

Rozkład temperatury w troposferze omówiliśmy już w p. 13.1. W miarę wzrostu wysokości, po przekroczeniu górnej granicy troposfery spadek temperatury ustaje, temperatura utrzymuje się na poziomie 210 K do ok. 20 km. Przy dalszym wzroście wysokości temperatura powietrza zaczyna wzrastać i osiąga maksimum rzędu 400 K na wysokości około 60 km. Na wysokości około 80 km występuje drugie minimum temperatury (ok. 200...250 K), po czym temperatura zaczyna wzrastać do wartości rzędu tysiąca kelwinów i więcej. Średni rozkład temperatury powietrza w funkcji wysokości przedstawiono na rys. 14-2. Przez temperaturę rozrzedzonej atmosfery należy rozumieć, w świetle kinetycznej teorii gazów, wielkość charakteryzującą przeciętną prędkość chaotycznych ruchów cieplnych cząsteczek.

Jak wiadomo, jonizacja polega na usunięciu jednego lub rzadziej kilku elektronów z atomów gazu wchodzącego w skład atmosfery. W celu usunięcia elektronu z atomu należy wykonać pewną pracę W, zwaną *pracą jonizacji.*

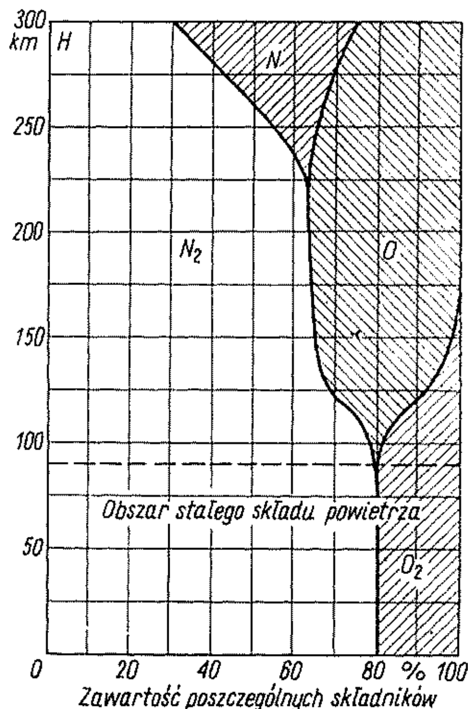
Jeśli dany gaz zostaje poddany działaniu promieniowania o energii kwantów hf, to jonizacja może nastąpić przy spełnieniu warunku

$$hf > W \tag{14-1}$$

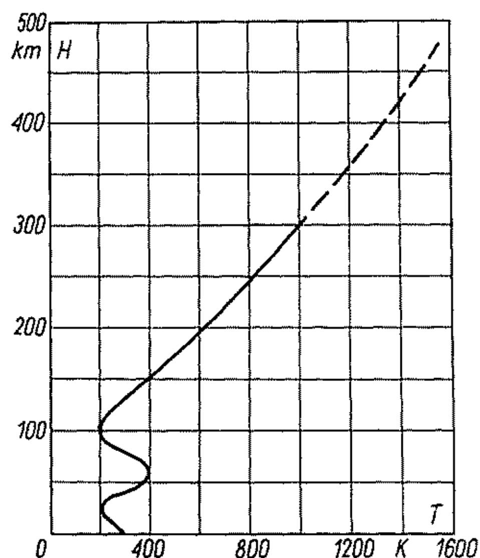
przy czym:

h = 6,63 · 10^{-34} J · s — stała Plancka;

f — częstotliwość promieniowania oddziaływającego na gaz.



Rys. 14-1. Orientacyjny skład atmosfery na różnych wysokościach (według М. П. Долуханов: Распространение радиоволн. Изд. Связь, Москва 1965)



Rys. 14-2. Średni rozkład temperatury powietrza w funkcji wysokości (według М. П. Долуханов: Распространение радиоволн. Изд. Связь, Москва 1965)

Nierówność (14-1) wskazuje na to, że jonizacja danego gazu zachodzi pod wpływem promieniowania, o częstotliwości przewyższającej pewną wartość krytyczną, zwaną *częstotliwością jonizacji* (odpowiada jej *jonizująca długość fali*).

Atomy gazu mogą ulec jonizacji również wskutek zderzenia z cząstką o dostatecznie dużej energii. Jeśli pominąć poprawkę relatywistyczną, to dla wywołania jonizacji cząstka o masie m musi mieć prędkość v spełniającą warunek

$$\frac{mv^2}{2} > W \tag{14-2}$$

Energię poruszającej się cząstki wyrażamy w elektronowoltach[1]. Znając energię kinetyczną cząstki, energię w elektronowoltach znajdujemy z wzoru

$$\frac{mv^2}{2} = \mathrm{eV} \tag{14-3}$$

przy czym:

e — ładunek elektronu;

V — różnica potencjałów w woltach, po przejściu której elektron nie mający prędkości początkowej nabiera prędkości v.

Tablica 14-1

Praca jonizacji gazów wchodzących w skład atmosfery

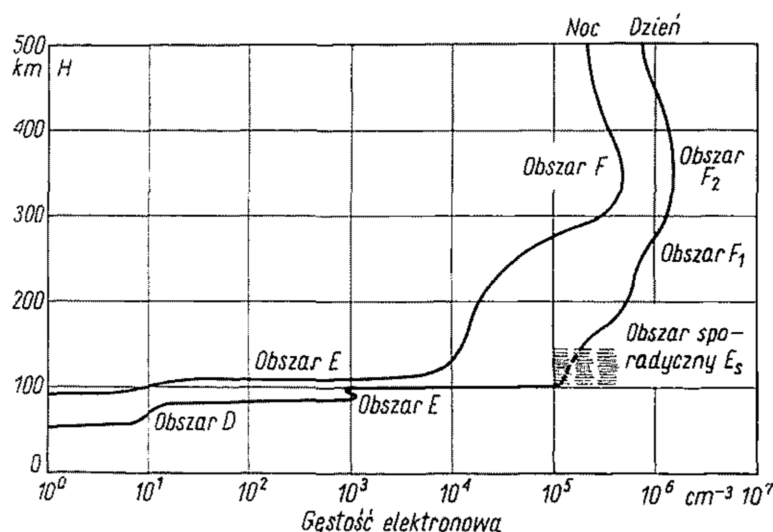
Gaz	Długość fali jonizującej [nm]	Praca jonizacji [eV]
O_2	102,6	12,2
O	91	13,6
N_2	79,5	15,5
N	85	14,5

W tablicy 14-1 podano wartości pracy jonizacji gazów wchodzących w skład atmosfery. Dane zawarte w tablicy wskazują na to, że jonizacja najłatwiej jonizującego się gazu, jakim jest cząsteczkowy tlen, może zostać dokonana tylko przez promieniowanie ultrafioletowe.

Podstawowym źródłem jonizacji atmosfery jest Słońce. Fotosfera o temperaturze ok. 6000 K promieniuje fale radiowe o bardzo szerokim widmie częstotliwości. Chromosfera i korona o temperaturze rzędu $2 \cdot 10^6$ K są źródłami promieniowania ultrafioletowego (2...30 nm) i miękkiego promieniowania rentgenowskiego (0,8... 2 nm). Ponadto Słońce wyrzuca strumienie elektronów i innych cząstek tworzących promieniowanie korpuskularne. Oprócz Słońca czynnikami jonizującymi są: promieniowanie gwiazd, promieniowanie kosmiczne, pył kosmiczny i meteory.

[1] W układzie SI stosuje się jednostkę J (1 eV = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ J).

Równocześnie z powstawaniem jonów i elektronów swobodnych zachodzi w atmosferze proces odwrotny, polegający na ponownym łączeniu się swobodnych elektronów z jonami. Nosi on nazwę *rekombinacji*. Przy rekombinacji wydziela się ilość energii równa uprzednio włożonej pracy jonizacji. Prawdopodobieństwo rekombinacji jest tym większe, im większa jest gęstość elektronowa (liczba elektronów w jednostce objętości gazu), a ta z kolei zależy od intensywności jonizacji. Przy określonych warunkach jonizacji wytwarza się więc pewien stan równowagi dynamicznej.



Rys. 14-3. Orientacyjny rozkład gęstości elektronowej w funkcji wysokości (według M. П. Долуханов: Распространение радиоволн, Изд. Связь, Москва 1965)

W rzeczywistości warunki jonizacji ulegają ciągłym zmianom, przez co gęstość elektronowa podlega ciągłej fluktuacji. Ponieważ głównym źródłem jonizacji atmosfery ziemskiej jest Słońce, dlatego w godzinach porannych i przedpołudniowych przeważa proces jonizacji i gęstość elektronowa wzrasta. Po południu zaczyna stopniowo górować rekombinacja, która w porze nocnej znacznie postępuje, nie niwecząc jednak całkowicie jonizacji dokonanej w porze dziennej. Ostatecznie górne warstwy atmosfery utrzymują się w permanentnym stanie jonizacji. Oprócz zmian dobowych obserwuje się zmiany sezonowe oraz długookresowe związane z cykliczną zmiennością aktywności słonecznej.

Wskutek różnej intensywności czynników jonizujących, jak również wskutek niejednorodności składu atmosfery oraz różnicy ciśnień na różnych wysokościach, rozkład gęstości elektronowej jonosfery jest nierównomierny. Dawniej dzielono jonosferę na warstwy o określonej grubości. Wyniki pomiarów gęstości elektronowej za pomocą przyrządów umieszczonych na rakietach i sztucznych satelitach Ziemi wykazały, że podział taki jest niesłuszny. Można mówić tylko o jednym wyraźnie zarysowanym maksimum gęstości elektronowej i trzech dalszych, słabo zarysowanych maksimach (rys. 14-3).

W ciągu dnia wyróżnia się cztery obszary (tabl. 14-2): D — od 60 do 90 km, E — od 100 do 120 km, F_1 — od 180 do 240 km (występuje tylko w porze letniej), F_2 — od 230 do 400 km. W nocy obszary D i F_1 znikają, pozostają tylko obszary E i F_2, przy czym gęstość elektronowa w tych obszarach wyraźnie maleje.

Obszary D, E i F_1 charakteryzują się dużą stabilnością, tzn. dobowe zmiany gęstości elektronowej i wysokości maksimów powtarzają się z dnia na dzień. Obszar F_2 jest natomiast niestabilny. Gęstość elektronowa i wysokość maksimum w tym obszarze ulegają znacznym zmianom z dnia na dzień.

Tablica 14-2

Podstawowe parametry charakterystycznych obszarów jonosfery

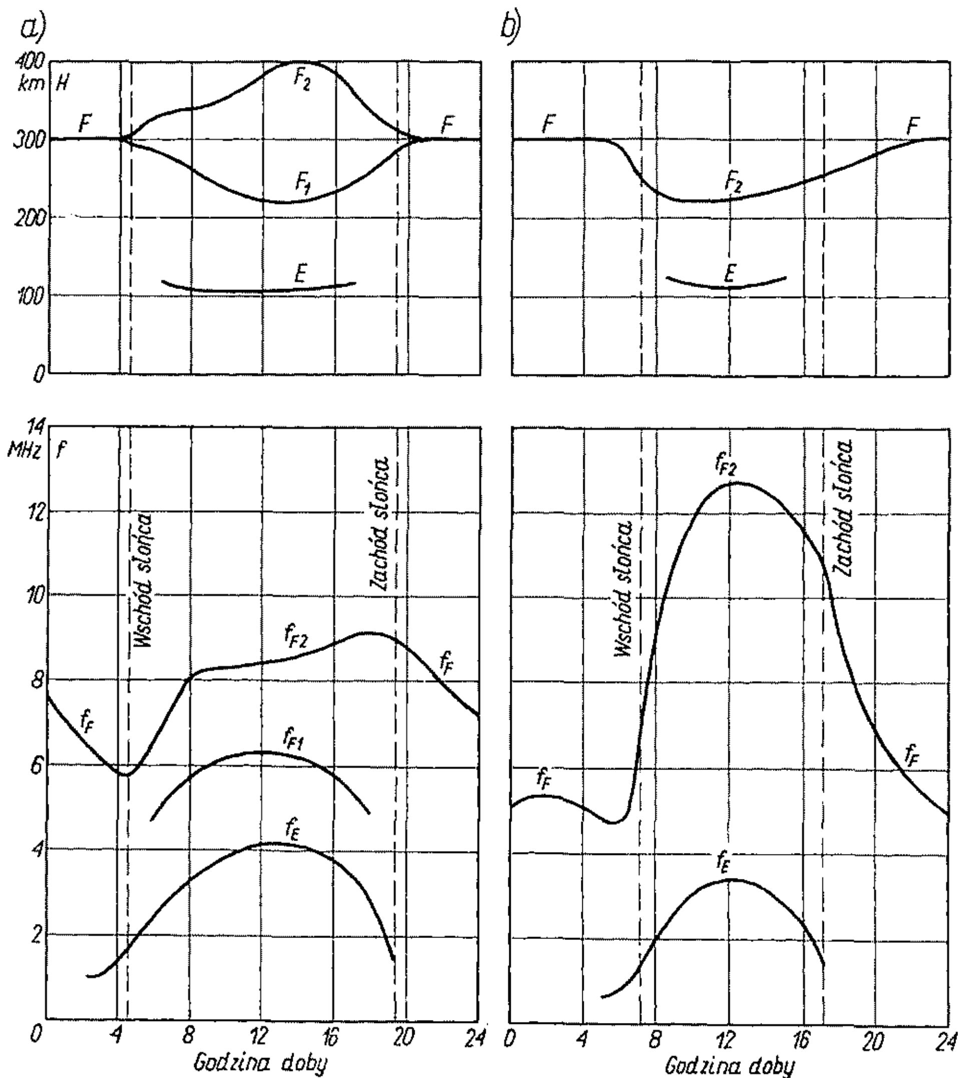
Parametr	Obszar D	Obszar E	Obszar F_1	Obszar F_2
Mechanizm jonizacji	jonizacja NO promieniowaniem linii L_α; jonizacja wszystkich gazów miękkim promieniowaniem rentgenowskim	jonizacja wszystkich gazów miękkim promieniowaniem rentgenowskim	jonizacja O przy szybkim zmniejszaniu się współczynnika rekombinacji z wysokością	jonizacja O ultrafioletowym, rentgenowskim i prawdopodobnie korpuskularnym promieniowaniem
Wysokość [km]	w ciągu dnia 60...90 w nocy obszar D znika	100...120	w ciągu dnia 180...240 w nocy obszar F_1 znika	w lecie 300...400 w zimie 230...350
Gęstość molekularna [1/cm³]	$10^{14}...10^{16}$	$5 \cdot 10^{11}...10^{13}$	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{10}$
Gęstość elektronowa [1/cm³]	$10^2...10^3$	w ciągu dnia $10^5...4 \cdot 10^5$ w nocy $5 \cdot 10^3...10^4$	$2 \cdot 10^5...4{,}5 \cdot 10^5$	w ciągu dnia: — w porze zimowej $2 \cdot 10^6$ — w porze letniej $2 \cdot 10^5$ w nocy w porze zimowej $3 \cdot 10^5$
Liczba zderzeń [1/s]	10^7 przy dolnej granicy	10^5	10^4	$10^3...10^4$
Współczynnik rekombinacji [cm³/s]	$10^{-5}...10^{-7}$	w ciągu dnia 10^{-7} w nocy 10^{-8}	$4 \cdot 10^{-9}$	w ciągu dnia $8 \cdot 10^{-11}$ w nocy $3 \cdot 10^{-11}$

Na rysunku 14-4 przedstawiono dobowe zmiany częstotliwości krytycznej i wysokości maksimów dla obszarów E, F_1 i F_2. Gęstość elektronowa jest związana z częstotliwością krytyczną zależnością

$$N = 1{,}24 \cdot 10^4 f_{kr}^2 \tag{14-4}$$

przy czym gęstość elektronowa jest wyrażona w elektronach/cm³, a częstotliwość w MHz.

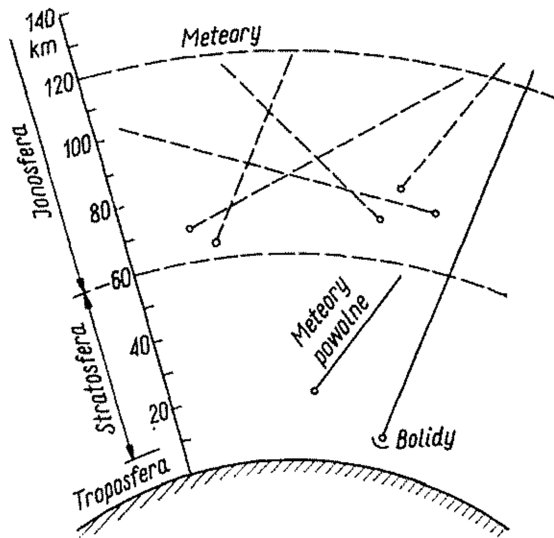
Od czasu do czasu na wysokości obszaru E pojawia się silnie zjonizowana warstwa, którą nazywamy warstwą sporadyczną E i oznaczamy przez E_s. Warstwa E_s może powstać w dowolnej porze doby i roku, jednakże w średnich szerokościach geograficznych najczęściej pojawia się w ciągu dnia w porze letniej.



Rys. 14-4. Uśrednione dobowe zmiany częstotliwości krytycznej i wysokości dla warstw E i F: a) miesiące letnie; b) miesiące zimowe

W jonosferze mają miejsce ruchy związane z przypływami i odpływami, wywoływanymi oddziaływaniem Księżyca i Słońca, przy czym w grę wchodzą nie tylko siły grawitacyjne, ale również wpływy cieplne. Z przypływami i odpływami są związane *wiatry jonosferyczne*. W jonosferze powstają również *wiry* (*turbulencje*), które powodują lokalne niejednorodności jonosfery. Niejednorodności te są przyczyną rozpraszania fal elektromagnetycznych rozchodzących się w jonosferze.

W pewnych okresach stan zjonizowania jonosfery ulega silnym zaburzeniom, związanym z występowaniem zorzy polarnej i zaburzeń w polu geomagnetycznym.

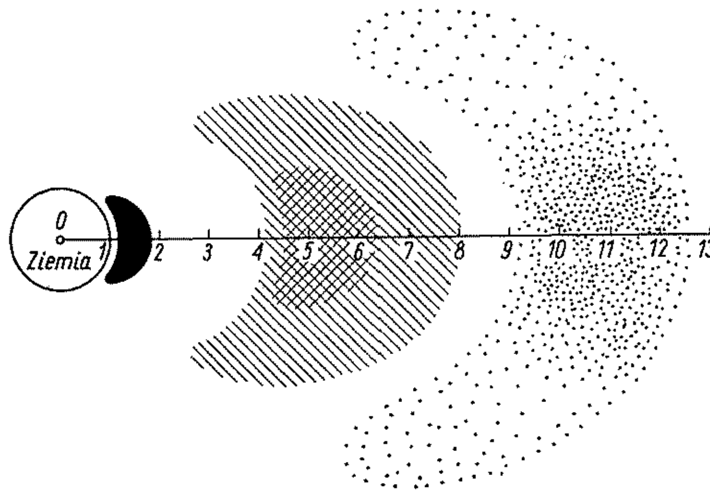


Rys. 14-5. Tory meteorów w atmosferze

Noszą one nazwę *burz jonosferycznych*. W czasie burzy jonosferycznej gęstość elektronowa warstwy F_2 zmniejsza się tak dalece, że praktycznie biorąc przestaje ona istnieć.

Atmosfera ziemska jest bezustannie bombardowana przez liczne cząstki ciała stałego, zwane meteorami. Tory meteorów w atmosferze są liniami prostymi o różnych kierunkach (rys. 14-5). Meteory wchodząc z ogromną prędkością w gęste warstwy atmosfery rozgrzewają się i ulegają wyparowaniu. Podczas wyparowania pozostawiają za sobą silnie *zjonizowany ślad*. Średnia długość śladu jest rzędu 25 km, a jego średnica w początkowej fazie — rzędu kilku centymetrów.

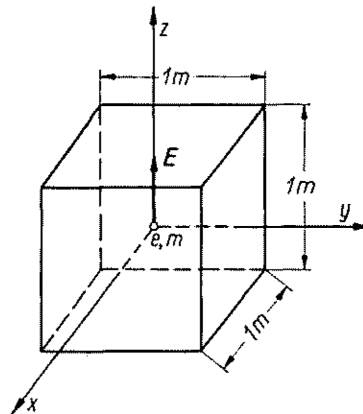
Najbardziej zewnętrzną część jonosfery tworzą naturalne obszary promieniowania, tzw. *strefy Van Allena*. Strefy Van Allena są obszarami otaczającymi kulę ziemską, mającymi konfigurację linii sił pola geomagnetycznego, wypełnionymi cząstkami o dużej energii kinetycznej. Cząstki te wykonują skomplikowane ruchy wzdłuż i wokół geomagnetycznych linii sił. Schematyczny rozkład stref Van Allena pokazano na rys. 14-6.



Rys. 14-6. Strefy Van Allena

14.2. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH W JEDNORODNEJ PLAZMIE

Załóżmy, że w jednorodnej plazmie o gęstości elektronowej N, w której elektron w ciągu sekundy dokonuje ν zderzeń z neutralnymi cząstkami, rozchodzi się wzdłuż osi x liniowo spolaryzowana fala płaska, przy czym wektor pola elektrycznego jest skierowany wzdłuż osi z (rys. 14-7). Przypuśćmy na początku, że w objętości 1 m^3



Rys. 14-7. Rysunek pomocniczy do określenia warunków rozchodzenia się fal radiowych w jednorodnej plazmie

znajduje się tylko 1 elektron o ładunku e i masie m. Pole elektryczne rozchodzącej się fali, którego amplitudę oznaczymy przez E_m, a pulsację przez ω, oddziałuje na ten elektron z siłą

$$F = eE_m e^{j\omega t} \tag{14-5}$$

pod wpływem której będzie on wykonywał ruch drgający wzdłuż osi z.

W każdej chwili siła F będzie równoważona przez siłę bezwładności $m\frac{d^2z}{dt^2}$ i siłę tarcia, powstającą wskutek zderzeń elektronu z neutralnymi cząstkami. Jeśli założymy, że przy każdym takim zderzeniu elektron oddaje cząstce cały swój pęd $m\frac{dz}{dt}$, to w ciągu sekundy zmiana pędu jest równa $\nu m\frac{dz}{dt}$. Zmiana pędu elektronu w ciągu sekundy przedstawia siłę typu siły tarcia, bowiem siła ta jest proporcjonalna do prędkości. Uwzględniając powyższe, możemy zapisać równanie ruchu elektronu w postaci

$$eE = m\frac{d^2z}{dt^2} + \nu m \cdot \frac{dz}{dt} \tag{14-6}$$

Rozwiązanie tego równania ma postać

$$z = z_m e^{j\omega t} \tag{14-7}$$

Wyrazimy teraz prędkość ruchu elektronu dz/dt przez szybkość zmian pola elektrycznego w czasie dE/dt. Biorąc pod uwagę, że $dE/dt = j\omega E$, oraz $d^2z/dt^2 = j\omega(dz/dt)$ w miejsce wyrażenia (14-6) otrzymujemy

$$\frac{e}{j\omega}\frac{dE}{dt} = m(\nu + j\omega)\frac{dz}{dt} \tag{14-8}$$

skąd

$$\frac{dz}{dt} = \frac{e}{j\omega m(\nu + j\omega)}\frac{dE}{dt} = \left[-\frac{e}{m(\omega^2+\nu^2)} - j\frac{\nu e}{\omega m(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt} \tag{14-9}$$

Poruszający się elektron jest równoważny prądowi elektrycznemu o gęstości $e(dz/dt)$. Ponieważ w rzeczywistości w objętości 1 m³ znajduje się N elektronów wykonujących zgodne ruchy, to całkowita gęstość prądu

$$J_e = Ne\frac{dz}{dt} = \left[-\frac{Ne^2}{m(\omega^2+\nu^2)} - j\frac{N\nu e^2}{\omega m(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt} \tag{14-10}$$

Pod wpływem zmiennego pola elektrycznego w powietrzu (niezależnie od stopnia jego jonizacji) powstaje prąd przesunięcia, którego gęstość jest określona wzorem

$$J_p = \varepsilon_0\frac{dE}{dt} \tag{14-11}$$

Pełny prąd jest sumą prądu konwekcyjnego i prądu przesunięcia

$$J = J_e + J_p = \left[\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2+\nu^2)} - j\frac{N\nu e^2}{m\omega(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt} \tag{14-12}$$

Wyrażenie w nawiasach kwadratowych ma charakter zespolonej przenikalności elektrycznej, z którą spotkaliśmy się już przy omawianiu rozchodzenia się fal radiowych w ośrodku półprzewodzącym

$$\varepsilon' = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega} \tag{14-13}$$

Możemy więc uważać plazmę za ośrodek półprzewodzący o parametrach:

$$\varepsilon_j = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2} \tag{14-14}$$

$$\sigma_j = \frac{e^2 N}{m} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} \tag{14-15}$$

przy czym indeks j oznacza, że parametry ε_j i σ_j dotyczą zjonizowanego gazu.

Dla przeważającego zakresu częstotliwości radiowych jest spełniona nierówność

$$\omega^2 \gg \nu^2 \tag{14-16}$$

i w związku z tym parametry elektryczne zjonizowanego gazu możemy przedstawić w postaci:

$$\varepsilon_j = \varepsilon_0 - \frac{e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2} \tag{14-17}$$

$$\sigma_j = \frac{e^2 N}{m} \frac{\nu}{\omega^2} \tag{14-18}$$

Względna przenikalność elektryczna zjonizowanego gazu wyraża się wzorem

$$\varepsilon_{rj} = \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e^2 N}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2} \tag{14-19}$$

Wielkość $\sqrt{\frac{e^2 N}{m\varepsilon_0}}$ ma wymiar częstotliwości, będziemy ją nazywali *częstotliwością plazmową* i oznaczali przez $\omega_0 = 2\pi f_0$

$$\sqrt{\frac{e^2 N}{m\varepsilon_0}} = \omega_0 = 2\pi f_0 \tag{14-20}$$

Podstawiając do wyrażenia (14-20) liczbowe wartości na e, m i ε_0 otrzymujemy

$$f_0 = \sqrt{80{,}8N} \tag{14-21}$$

Uwzględniając zależność (14-20) wyrażenie na względną przenikalność elektryczną zjonizowanego gazu możemy zapisać następująco:

$$\varepsilon_{rj} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \tag{14-22}$$

Ze wzoru (14-22) wynika, że przenikalność elektryczna plazmy jest mniejsza od przenikalności elektrycznej próżni, tj. $\varepsilon_{rj} < 1$. Ponadto, ponieważ zastępcze parametry ε_{rj} i σ_j są funkcjami częstotliwości, plazma jest ośrodkiem dyspersyjnym.

Przeprowadzone dotychczas rozważania dotyczyły wyłącznie elektronów i nie uwzględniały jonów. Wszystkie rozważania dotyczące gęstości strumienia elektronów zachowują oczywiście moc w stosunku do gęstości strumienia jonów, należy tylko masę elektronu zastąpić masą jonu. Masa najlżejszego z podlegających jonizacji gazów — atomowego azotu — jest 25 800 razy większa od masy elektronu, oczywiste jest zatem, że wpływ jonów jest znikomy i w obliczeniach inżynierskich można go pominąć.

14.3. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH W PLAZMIE O BUDOWIE WARSTWOWEJ

Jak wykazaliśmy w p. 14.1, gęstość elektronowa w jonosferze jest funkcją położenia, więc również wartości ε i σ jonosfery zmieniają się od punktu do punktu. Jonosfera jest zatem ośrodkiem niejednorodnym. Podstawowe właściwości propagacji fal radiowych w jonosferze (refrakcja i odbicie fal) można wyjaśnić zmianami przenikalności elektrycznej tylko w funkcji wysokości nad Ziemią. W pierwszym przybliżeniu założymy więc warstwowy model jonosfery.

Z podobnym modelem warstwowym mieliśmy już do czynienia przy badaniu rozchodzenia się fal radiowych w troposferze. Trzeba jednak wyraźnie zdawać sobie sprawę z faktu, że między zmianami przenikalności elektrycznej w jonosferze i troposferze istnieje zasadnicza różnica. Względna przenikalność elektryczna troposfery zmienia się w niewielkich granicach i zawsze jest bliska jedności. W jonosferze natomiast, jak to wynika ze wzoru (14-19), względna przenikalność elektryczna w zależności od gęstości elektronowej może przyjmować dowolne wartości mniejsze od jedności. W szczególności ε_{rj} może przyjmować wartości bliskie zera, a także może być równa zeru. Przy takich wartościach ε_{rj} długość fali w jonosferze zwiększa się wielokrotnie w porównaniu z długością fali w swobodnej przestrzeni, tak że na odcinku równym długości fali mogą zachodzić duże zmiany parametrów jonosfery; nie możemy więc założyć, że nierówność (13-6) jest spełniona w całym obszarze jonosfery.

Ogólne rozwiązanie zagadnienia propagacji fal radiowych w jonosferze można uzyskać tylko na gruncie teorii falowej. Ze względu na ograniczoną objętość podręcznika będziemy musieli korzystać z praw optyki geometrycznej, zdając sobie jednak sprawę, że nie mogą one być stosowane dla całego obszaru jonosfery.

14.3.1. CZĘSTOTLIWOŚĆ KRYTYCZNA

Zajmiemy się najpierw płaskim modelem warstwowej jonosfery. Załóżmy, że sygnał radiowy o częstotliwości f został wypromieniowany z Ziemi pionowo do góry. Zbadamy, jak będzie zmieniał się współczynnik załamania w funkcji wysokości. Oczywiście tak długo, jak długo przenikalność elektryczna

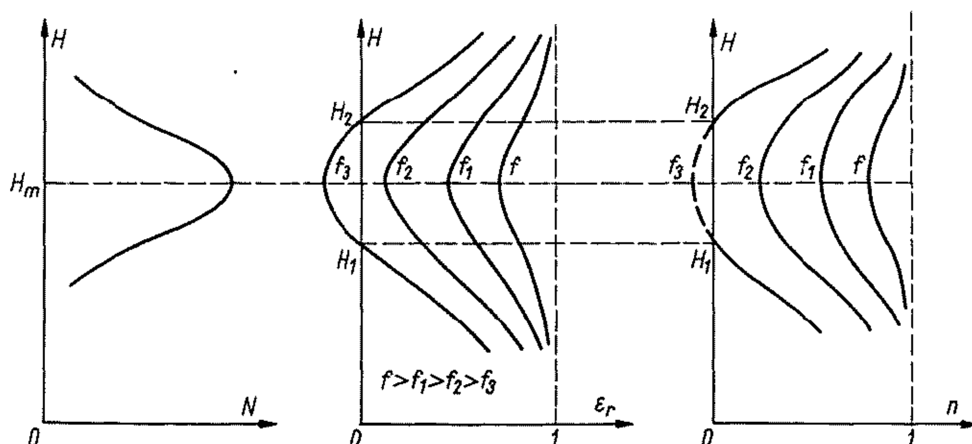
$$\varepsilon_r = 1 - \frac{80{,}8N(H)}{f^2} > 0$$

a zatem współczynnik załamania

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{80{,}8N(H)}{f^2}}$$

jest rzeczywisty, propagacja fali w jonosferze nie będzie się różniła jakościowo od propagacji fali w troposferze. Rozkład współczynnika załamania w funkcji wysokości będzie przy tym miał kształt jak na rys. 14-8.

Jeśli teraz zmniejszymy częstotliwość sygnału, to zgodnie ze wzorem (14-22) przenikalność elektryczna, a więc i współczynnik załamania w obrębie warstwy jonosferycznej ulegną zmniejszeniu. Przy dalszym zmniejszaniu częstotliwości sygnału, np. przy częstotliwości f_3 ($f_3 < f_2 < f_1 < f$; rys. 14-8) na pewnej wysokości H_1 przenikalność elektryczna stanie się równa zeru, a w przedziale wysokości



Rys. 14-8. Rysunek pomocniczy do wyjaśnienia odbicia fali padającej prostopadle na jonosferę

$H_1...H_2$ będzie ujemna. Współczynnik załamania w tym przedziale wysokości będzie więc urojony. Oznacza to, że w zakresie wysokości $H_1...H_2$ przy częstotliwości f_3 fala elektromagnetyczna nie może się rozchodzić; tak więc dla spełnienia zasady zachowania energii, fala elektromagnetyczna o częstotliwości f_3 musi ulec odbiciu na wysokości H_1, na której $\varepsilon_{rj} = 0$.

Zauważmy, że dla wysokości większych niż H_2 (rys. 14-8) przenikalność elektryczna jonosfery ponownie przyjmuje wartości dodatnie i współczynnik załamania staje się wielkością rzeczywistą, tak że propagacja fali o częstotliwości f_3 jest znów możliwa. Fala nie może jednak przeniknąć do tego obszaru ze względu na obecność swoistej „bariery", jaką stanowi przedział $H_1...H_2$, w którym współczynnik załamania jest wielkością urojoną. Mówiąc obrazowo, fala radiowa o częstotliwości f_3 odbija się od obszaru $H_1 ... H_2$ tak jak od „bariery". Tak więc pionowo wypromieniowany sygnał radiowy o częstotliwości f ulega odbiciu na takiej wysokości, na której przenikalność elektryczna, a więc i współczynnik załamania jonosfery stają się równe zeru, tj. na wysokości, na której częstotliwość plazmowa staje się równa częstotliwości sygnału

$$f = f_0(H) = \sqrt{80{,}8N(H)} \tag{14-23}$$

Jeżeli będziemy zwiększać częstotliwość sygnału, to odbicie będzie następowało na coraz to większej wysokości, dopóki nie osiągniemy wysokości, przy której $N(H) = N_{max}$. Maksymalną częstotliwość, przy której pionowo wypromieniowana

fala radiowa ulega odbiciu od warstwy jonosferycznej, nazywamy *częstotliwością krytyczną*

$$f_{kr} = \sqrt{80{,}8 N_{max}} \qquad (14\text{-}24)$$

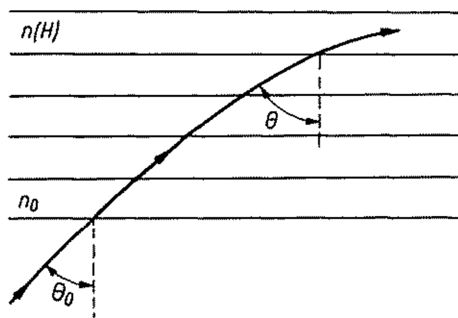
Przy częstotliwościach większych od częstotliwości krytycznej zjawisko odbicia nie występuje; warstwa jonosferyczna staje się przezroczysta.

14.3.2. ZAŁAMANIE FAL RADIOWYCH W PŁASKIEJ JONOSFERZE

Przyjmując płaski model warstwowej jonosfery możemy równanie trajektorii fali wchodzącej do jonosfery pod kątem Θ_0 (rys. 14-9) zapisać w postaci (p. 13.3)

$$n \sin\Theta = n_0 \sin\Theta_0 \qquad (14\text{-}25)$$

przy czym współczynnik załamania na początku warstwy jonosferycznej $n_0 = 1$.



Rys. 14-9. Rysunek pomocniczy do określenia częstotliwości maksymalnej

Fala radiowa powraca na Ziemię, jeśli w punkcie powrotu $\sin\Theta = 1$. Warunek powrotu fali na Ziemię możemy więc zapisać w postaci

$$n = \sin\Theta_0 \qquad (14\text{-}26)$$

lub

$$\sqrt{1 - \frac{80{,}8 N(H)}{f^2}} = \sin\Theta_0 \qquad (14\text{-}27)$$

skąd

$$f = \sqrt{80{,}8 N(H)} \sec\Theta_0 = f_0 \sec\Theta_0 \qquad (14\text{-}28)$$

Zależność (14-28) nosi nazwę *prawa secansa.*

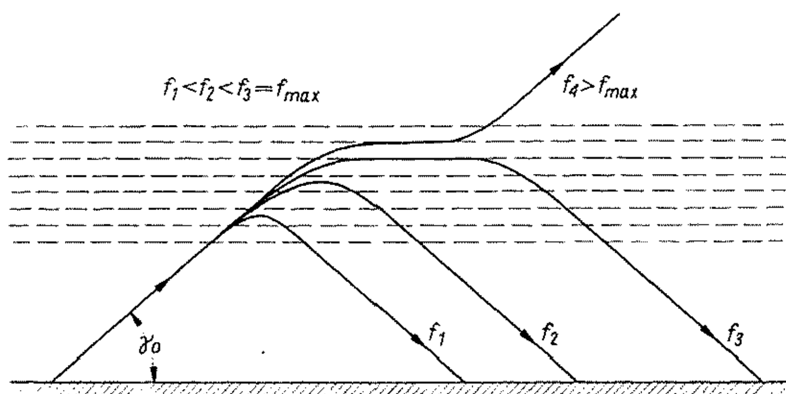
Z zależności (14-28) wynikają dwa wnioski. Po pierwsze, fala o częstotliwości f padając na jonosferę pod kątem Θ_0 i fala o częstotliwości f_0 wypromieniowana pionowo odbija się na tej samej wysokości. Po drugie, przy ustalonym kącie padania Θ_0 odbicie fali następuje na tym większej wysokości, im większa jest jej częstotliwość.

Wysokość punktu przecięcia się prostych stanowiących przedłużenie trajektorii fali wchodzącej do jonosfery i fali wychodzącej z jonosfery nazywamy *pozorną wysokością odbicia*.

Zwiększając częstotliwość fali dochodzimy do obszaru, w którym $N(H) = N_{max}$, czyli $f_0 = f_{kr}$ i wtedy

$$f_{max}(\Theta_0) = f_{kr}\sec\Theta_0 \tag{14-29}$$

Częstotliwość określoną wzorem (14-29) nazywamy *częstotliwością maksymalną*, jest ona funkcją kąta padania Θ_0. Przy zmianach kąta padania od 0 do $\pi/2$ częstotliwość maksymalna zmienia się od $f_{max} = f_{kr}$ do $f_{max} = \infty$.



Rys. 14-10. Załamanie fali radiowej w płaskiej, warstwowej jonosferze

Przy ustalonym kącie padania Θ_0 i częstotliwości mniejszej od częstotliwości maksymalnej, odległość punktu padania promienia odbitego od punktu nadawania wzrasta ze wzrostem częstotliwości sygnału. Łatwo to sprawdzić korzystając z wyrażenia na promień krzywizny trajektorii fali w obszarze powrotu. Zgodnie z zależnością (13-18) mamy

$$\varrho = \frac{n}{\frac{dn}{dH}\cos\gamma_0} = \frac{n^2 f^2}{40{,}4\cos\gamma_0 \frac{dN(H)}{dH}} \tag{14-30}$$

przy czym $\gamma_0 = \frac{\pi}{2} - \Theta_0$.

Ze wzrostem częstotliwości promień krzywizny trajektorii fali zwiększa się wskutek malenia pochodnej dN/dH, która zmniejsza się ze wzrostem wysokości (rys. 14-10). Przy zbliżaniu się do częstotliwości maksymalnej $dN/dH \to 0$ i promień krzywizny znacznie wzrasta, tak że fala odbita dociera do powierzchni Ziemi w dużej odległości od nadajnika (rys. 14-10). Przy częstotliwości $f_4 > f_{max}$ fala wchodzi w obszar ujemnego gradientu gęstości elektronowej; promień krzywizny trajektorii fali zmienia znak, tak że trajektoria zostaje odchylona ku górze.

14.3.3. ZAŁAMANIE FAL RADIOWYCH W KULISTO-WARSTWOWEJ JONOSFERZE

Rozpatrując propagację fal radiowych w jonosferze kulisto-warstwowej musimy wyjść od wzoru (13-13)

$$nr\sin\Theta = n_0 a \sin\Theta_0 \tag{14-31}$$

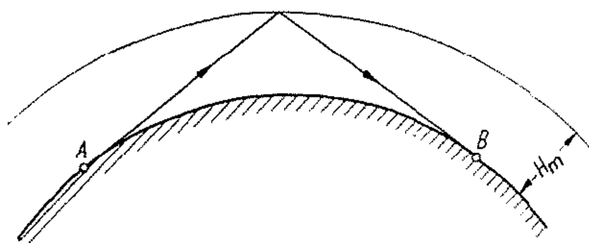
Warunek powrotu fali na Ziemię ma teraz postać

$$nr = a\sin\Theta_0 \tag{14-32}$$

Stąd w miejsce wzoru (14-28) otrzymujemy

$$f = \frac{\sqrt{80{,}8N(H)}}{\sqrt{1-\dfrac{\sin^2\Theta_0}{\left(1+\dfrac{H}{a}\right)^2}}} = \frac{f_0}{\sqrt{1-\dfrac{\sin^2\Theta_0}{\left(1+\dfrac{H}{a}\right)^2}}} \tag{14-33}$$

Porównując otrzymane wyrażenie z wyrażeniem (14-28) dla płaskiej jonosfery widzimy, że oba wyrażenia dają takie same wartości f przy pionowym padaniu fali



Rys. 14-11. Rysunek pomocniczy do określenia częstotliwości maksymalnej w kulisto-warstwowej jonosferze

($\Theta_0 = 0$). W miarę zwiększenia kąta padania rozbieżności między wartościami częstotliwości wynikającymi z obu wzorów wzrastają. W szczególności z zależności (14-33) otrzymujemy następującą zależność dla częstotliwości maksymalnej:

$$f_{max}(\Theta_0) = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1-\dfrac{\sin^2\Theta_0}{\left(1+\dfrac{H_m}{a}\right)^2}}} \tag{14-34}$$

z której wynika, że dla fali wypromieniowanej stycznie do powierzchni ziemi ($\Theta_0 = \pi/2$; rys. 14-11) częstotliwość maksymalna przyjmuje wartość skończoną

$$f_{max} = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1-\dfrac{1}{\left(1+\dfrac{H_m}{a}\right)^2}}} \tag{14-35}$$

a nie wzrasta do nieskończoności, jak to miało miejsce w przypadku płaskiej jonosfery.

14.4. WPŁYW POLA MAGNETYCZNEGO ZIEMI NA PROPAGACJĘ FAL RADIOWYCH W JONOSFERZE

W dotychczasowych rozważaniach nad rozchodzeniem się fal radiowych w zjonizowanym gazie dla uproszczenia nie braliśmy pod uwagę ziemskiego pola magnetycznego. Obecnie zajmiemy się zbadaniem wpływu pola magnetycznego Ziemi, którego średnia wartość wynosi 40 A/m, na propagację fal radiowych oraz wyjaśnieniem zjawisk fizycznych powstających pod jego wpływem.

14.4.1. ZALEŻNOŚCI PODSTAWOWE

Wyjdziemy z równań Maxwella dla gazu elektronowego:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \tag{14-36a}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + Ne\boldsymbol{v} \tag{14-36b}$$

które można sprowadzić do jednego równania

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} - \mu_0 Ne \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} \tag{14-37}$$

oraz z równania ruchu elektronu w polu elektromagnetycznym i w stałym polu magnetycznym Ziemi $\boldsymbol{H}_0$ (przy $\boldsymbol{H} \ll \boldsymbol{H}_0$)

$$m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = e\boldsymbol{E} + e\mu_0 (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{H}_0) \tag{14-38}$$

Dla uproszczenia rozważań pomijamy wpływ zderzeń elektronów z cząstkami neutralnymi. Drugi składnik po prawej stronie równania (14-38) przedstawia siłę, z jaką oddziałuje stałe pole magnetyczne Ziemi $\boldsymbol{H}_0$ na elektron, poruszający się z prędkością $\boldsymbol{v}$ (siła Lorentza). Siła ta jest prostopadła do wektorów $\boldsymbol{v}$ i $\boldsymbol{H}_0$. Jeśli wektory $\boldsymbol{v}$ i $\boldsymbol{H}_0$ są równoległe, to siła Lorentza jest równa zeru. Jeśli natomiast wektory $\boldsymbol{v}$ i $\boldsymbol{H}_0$ przez cały czas są wzajemnie prostopadłe, to siła Lorentza powoduje ruch elektronu po okręgu koła wokół linii sił pola magnetycznego z tzw. *częstotliwością żyromagnetyczną* $f_ż = e\mu_0 H_0/2\pi m$.

Zajmiemy się teraz ogólniejszym przypadkiem. Niech pionowo do góry wzdłuż osi z rozchodzi się fala elektromagnetyczna, a wektor natężenia stałego pola magnetycznego $\boldsymbol{H}_0$ niech tworzy dowolny kąt z kierunkiem rozchodzenia się fali. W tym przypadku różna od zera jest zarówno składowa wzdłużna H_{0l} jak i składowa poprzeczna H_{0t} (w stosunku do kierunku propagacji fali elektromagnetycznej) stałego pola magnetycznego. W dalszych rozważaniach przyjmiemy, że składowa poprzeczna H_{0t} leży wzdłuż osi x. Pod wpływem pola elektrycznego rozchodzącej się fali radiowej każdy elektron zjonizowanego gazu nabiera określonej prędkości $\boldsymbol{v}$. Pod wpływem stałego pola magnetycznego $\boldsymbol{H}_0$, zgodnie z równaniem ruchu, wektor prędkości $\boldsymbol{v}$

będzie miał składową nie tylko wzdłuż wektora E, ale także składową prostopadłą do E. Pod wpływem tej składowej, jak to wynika z równania pola (14-37), pojawi się wzdłużna składowa pola elektrycznego (w stosunku do kierunku propagacji fali). Tak więc w fali płaskiej, mającej przed wejściem do jonosfery tylko składowe poprzeczne pola elektrycznego i magnetycznego, po wejściu do jonosfery pojawiają się, pod wpływem pola magnetycznego Ziemi, składowe wzdłużne. Dlatego też przy rozwiązywaniu równań (14-37) i (14-38) musimy brać pod uwagę wszystkie składowe wektorów $\boldsymbol{E}$ i $\boldsymbol{v}$.

Będziemy poszukiwali rozwiązań równań (14-37) i (14-38) w postaci

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_m e^{j(\omega t - k_j z)} \tag{14-39}$$

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_m e^{j(\omega t - k_j z)} \tag{14-40}$$

przy czym k_j jest stałą propagacji w zjonizowanym gazie, którą, wobec przyjętego założenia o braku zderzeń, możemy wyrazić następująco:

$$k_j^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2 = k_0^2 n^2 \tag{14-41}$$

przy czym n — współczynnik załamania.

Jednym z podstawowych celów przedstawionego zadania o wpływie ziemskiego pola magnetycznego na propagację fal w jonosferze jest wyznaczenie współczynnika załamania. Analiza zachowania się współczynnika załamania umożliwia bowiem, jak to już niejednokrotnie robiliśmy, uzyskanie zasadniczych informacji o propagacji fal radiowych w ośrodku niejednorodnym.

Podstawiając wyrażenia (14-39) i (14-40) do równań (14-37) i (14-38) otrzymujemy następujący układ równań wektorowych:

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \boldsymbol{E} - j\mu_0 \omega N e \boldsymbol{v} \tag{14-42}$$

$$j\omega \boldsymbol{v} = \frac{e}{m}\boldsymbol{E} + \frac{e\mu_0}{m}(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{H}_0) \tag{14-43}$$

który sprowadza się do układu sześciu równań skalarnych względem sześciu składowych pola elektrycznego i prędkości:

$$\left.\begin{aligned}
-k_j^2 E_x + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 E_x - j\mu_0 \omega N e v_x &= 0 \\
-k_j^2 E_y + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 E_y - j\mu_0 \omega N e v_y &= 0 \\
\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 E_z - j\mu_0 \omega N e v_z &= 0 \\
-j\omega v_x + \frac{e}{m} E_x + \frac{e\mu_0}{m} v_y H_{0l} &= 0 \\
-j\omega v_y + \frac{e}{m} E_y + \frac{e\mu_0}{m} v_z H_{0t} - \frac{e\mu_0}{m} v_x H_{0l} &= 0 \\
-j\omega v_z + \frac{e}{m} E_z - \frac{e\mu_0}{m} v_y H_0 t &= 0
\end{aligned}\right\} \tag{14-44}$$

Jak wiadomo, dla uzyskania nietrywialnego rozwiązania powyższego układu równań, wyznacznik układu musi być równy zeru, więc

$$\left[1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2(1-n^2)}\right]\left[\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{1}{1-n^2}\right)\frac{\omega}{\omega_t}-\frac{\omega_t}{\omega}\right]-\frac{\omega_l^2}{\omega\omega_t}\left(1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)=0 \tag{14-45}$$

przy czym:

$\omega_0 = e\sqrt{\dfrac{N}{m\varepsilon_0}}$ — częstotliwość plazmowa;

$\omega_l = \dfrac{e\mu_0}{m}H_{0l}$ — wzdłużna częstotliwość żyroskopowa;

$\omega_t = \dfrac{e\mu_0}{m}H_{0t}$ — poprzeczna częstotliwość żyroskopowa.

14.4.2. DWÓJŁOMNOŚĆ

Rozwiązując równanie (14-45) względem współczynnika załamania znajdujemy

$$n_{1,2} = \sqrt{1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\,\frac{1}{1-q\dfrac{\omega_l}{\omega}\pm\dfrac{\omega_l}{\omega}\sqrt{1+q^2}}} \tag{14-46}$$

przy czym

$$q = \frac{\omega_t^2\omega}{2\omega_l(\omega^2-\omega_0^2)} \tag{14-47}$$

Uzyskany rezultat wskazuje, że pod wpływem pola magnetycznego Ziemi jonosfera staje się *ośrodkiem dwójłomnym*, takim jak na przykład kryształ turmalinu. Jak wiadomo z optyki, promień świetlny przechodząc przez kryształ turmalinu rozszczepia się na dwa promienie. Podobnie fala radiowa przy przechodzeniu przez jonosferę ulega w ogólnym przypadku rozszczepieniu na dwie fale. Tak więc jonosfera, wskutek działania pola magnetycznego Ziemi, staje się *ośrodkiem anizotropowym*.

Rozpatrzmy pewien przypadek szczególny. Załóżmy, że pole $\boldsymbol{H}_0$ jest poprzeczne względem kierunku rozchodzenia się fali, czyli, że $\omega_l = 0$. W tym przypadku, biorąc znak „+" przed pierwiastkiem kwadratowym w wyrażeniu (14-46) otrzymujemy

$$n_1 = \sqrt{1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \tag{14-48}$$

Ta wartość współczynnika załamania jest taka sama jak dla jonosfery bez stałego pola magnetycznego [porównaj wzór (14-22)]. Drugą wartość współczynnika załamania otrzymamy biorąc znak „−" przed pierwiastkiem kwadratowym w wyrażeniu (14-46)

$$n_2 = \sqrt{1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\,\frac{\omega^2-\omega_0^2}{\omega^2-\omega_0^2-\omega_t^2}} \tag{14-49}$$

Jak widać, wartość n_2 różni się istotnie od wartości n_1.

Falę, dla której współczynnik załamania jest określony wzorem (14-46) ze znakiem „+" przed pierwiastkiem kwadratowym, nazywamy *falą zwyczajną*, natomiast falę, dla której współczynnik załamania ma znak „−", nazywamy *falą nadzwyczajną*.

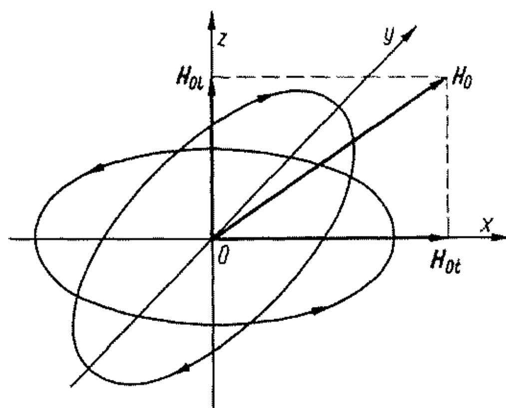
Korzystając z układu równań (14-44) oraz z zależności (14-46) można wykazać, że

$$\frac{E_y}{E_x} = \mathrm{j}\left(q \pm \sqrt{q^2+1}\right) \tag{14-50}$$

czyli że:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{mx}\cos(\omega t - k_0 n_{1,2} z) \\ E_y &= E_{mx}\left(q \pm \sqrt{q^2+1}\right)\sin(\omega t - k_0 n_{1,2} z) \end{aligned} \tag{14-51}$$

przy czym znak „+" odnosi się do fali zwyczajnej, a znak „−" do fali nadzwyczajnej.



Rys. 14-12. Elipsy polaryzacji fali zwyczajnej i nadzwyczajnej

Ze wzorów (14-51) wynika, że zarówno dla fali zwyczajnej jak i nadzwyczajnej składowe pola elektrycznego E_x i E_y są przesunięte w fazie o 90° i że ich amplitudy nie są równe. W ogólnym przypadku obie fale są więc spolaryzowane eliptycznie.

Z zależności (14-50) wynika też, że

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_1 \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_2 = 1$$

czyli że

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_1 = \left(\frac{E_x}{E_y}\right)_2 \tag{14-52}$$

przy czym indeks 1 dotyczy fali zwyczajnej, a indeks 2 — fali nadzwyczajnej. Oznacza to, że odpowiadające sobie składowe pola obu fal są wzajemnie prostopadłe. Z wyrażeń (14-51) wynika ponadto, że kierunek obrotu wektora E dla fali zwyczajnej i dla fali nadzwyczajnej jest przeciwny. Tak więc, rzut wektora E dla obu fal na płaszczyznę prostopadłą do kierunku ruchu w ustalonym punkcie przedstawia w ogólnym przypadku dwie wzajemnie prostopadłe elipsy (rys. 14-12).

Uwzględnienie zderzeń elektronów z neutralnymi cząstkami umożliwia wyznaczenie współczynników tłumienia, które są różne dla obu fal.

Zjawisko rozszczepienia się fali elektromagnetycznej przy przechodzeniu przez jonosferę na dwie eliptycznie spolaryzowane fale zostało potwierdzone doświadczalnie.

14.4.3. SKRĘCENIE PŁASZCZYZNY POLARYZACJI [ZJAWISKO FARADAYA]

Załóżmy, że częstotliwość ω rozchodzącej się w jonosferze liniowo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej jest tak duża, że jest spełniony warunek

$$q = \frac{\omega_t^2 \omega}{2\omega_l(\omega^2 - \omega_0^2)} \ll 1 \tag{14-53}$$

możemy więc przyjąć, że

$$q + \sqrt{q^2+1} \approx 1$$

$$q - \sqrt{q^2+1} \approx -1$$

Wykażemy, że w tym przypadku fala zwyczajna i fala nadzwyczajna tworzą razem falę spolaryzowaną liniowo, przy czym płaszczyzna polaryzacji jest skręcona o kąt φ względem płaszczyzny polaryzacji fali nierozszczepionej.

Rzeczywiście, zakładając, że wektor pola elektrycznego fali nierozszczepionej jest skierowany wzdłuż osi x, możemy zapisać następujące wyrażenia dla składowych wektora $\boldsymbol{E}$:

— dla fali zwyczajnej:

$$E_{x1} = E_m e^{j(\omega t - k_0 \int n_1 dz)}$$

$$E_{y1} = j E_m e^{j(\omega t - k_0 \int n_1 dz)}$$

— dla fali nadzwyczajnej:

$$E_{x2} = E_m e^{j(\omega t - k_0 \int n_2 dz)}$$

$$E_{y2} = -j E_m e^{j(\omega t - k_0 \int n_2 dz)}$$

Sumując składowe obu fal otrzymujemy:

$$E_x = E_{x1} + E_{x2} = 2E_m e^{j(\omega t - k_0 \int n_{śr} dz)} \cos\left(k_0 \int \alpha dz\right) \tag{14-54}$$

$$E_y = E_{y1} + E_{y2} = 2E_m e^{j(\omega t - k_0 \int n_{śr} dz)} \sin\left(k_0 \int \alpha dz\right) \tag{14-55}$$

przy czym:

$$n_{śr} = \frac{1}{2}(n_1 + n_2)$$

$$\alpha = \frac{1}{2}(n_1 - n_2)$$

Ze wzorów (14-54) i (14-55) wynika, że składowe pola sumarycznego są współfazowe, czyli że pole sumaryczne jest, tak samo jak pole fali nierozszczepionej, spolaryzowane liniowo. Płaszczyzna polaryzacji fali sumarycznej po przejściu w jonosferze odcinka z_1, z_2 jest jednak skręcona o kąt φ dany zależnością

$$\varphi = k_0 \int_{z_1}^{z_2} \alpha \mathrm{d}z \tag{14-56}$$

Zjawisko skręcenia płaszczyzny polaryzacji przy przejściu fali przez ośrodek anizotropowy zostało po raz pierwszy zaobserwowane, w zakresie fal świetlnych, przez Faradaya i dlatego nosi jego imię. *Zjawisko Faradaya* można wykorzystać do określenia gęstości elektronowej jonosfery.

14.5. DYSPERSJA FAL RADIOWYCH W JONOSFERZE

Dotychczas rozpatrywaliśmy rozchodzenie się w jonosferze oddzielnych fal monochromatycznych. Fala monochromatyczna jest jednak pojęciem czysto teoretycznym, określa ona proces, który jest nieograniczony zarówno w czasie jak i w przestrzeni. W rzeczywistości mamy zawsze do czynienia z procesami ograniczonymi, które zgodnie z twierdzeniem Fouriera można przedstawić w postaci nieskończonego szeregu fal monochromatycznych.

Rozpatrzmy impuls radiowy wysłany przez nadajnik. Impuls ten składa się z nieskończenie wielu harmonicznych składowych. Rozchodzący się w przestrzeni sygnał jest więc nieskończonym zbiorem fal monochromatycznych. Jeśli ośrodek, w którym rozchodzą się fale elektromagnetyczne, jest ośrodkiem niedyspersyjnym, to wszystkie fale monochromatyczne rozchodzą się z jednakową prędkością fazową i wobec tego cały zbiór fal będzie się rozchodził z jednakową prędkością. Innymi słowy, prędkość rozchodzenia się impulsu radiowego w ośrodku niedyspersyjnym jest równa *prędkości fazowej*.

Inaczej przedstawia się sprawa w ośrodku dyspersyjnym, jakim jest jonosfera. Prędkość fazowa jest tutaj funkcją częstotliwości, więc każda z fal monochromatycznych, na które można rozłożyć impuls radiowy, rozchodzi się z inną prędkością fazową. W związku z tym musimy zbadać, co należy rozumieć w tym przypadku przez pojęcie prędkości rozchodzenia się sygnału.

Ponieważ natężenie pola sygnału jest nieskończoną sumą fal monochromatycznych, możemy zawsze przedstawić je w postaci

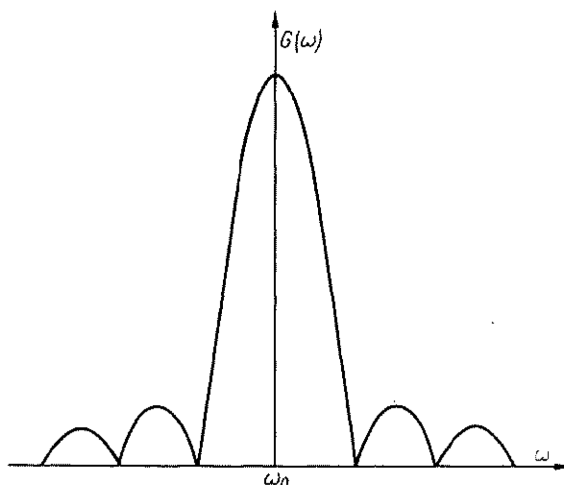
$$E(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{j(\omega t - kz)} \mathrm{d}k \tag{14-57}$$

W ośrodku niedyspersyjnym stała propagacji k jest liniową funkcją częstotliwości natomiast w ośrodku dyspersvjnym k zależy od częstotliwości w bardziej skomplikowany sposób.

Ponieważ gęstość widmowa $G(\omega)$ impulsu, poza wąskim przedziałem częstotliwości $\omega(k_n)-\delta\omega$, $\omega(k_n)+\delta\omega$, jest znikomo mała (rys. 14-13), zatem również wielkość $A(k)$ jest bliska zeru poza przedziałem $k_n-\delta k$, $k_n+\delta k$. Całkę w granicach nieskończonych w wyrażeniu (14-57) możemy więc zastąpić całką w granicach skończonych

$$E(z, t) \approx \int_{k_n-\delta k}^{k_n+\delta k} A(k) e^{j(\omega t - kz)} dk \tag{14-58}$$

Całkę w wyrażeniu (14-58) nazywamy *pakietem falowym*. Przeważająca część energii sygnału jest przenoszona tym pakietem falowym. Dlatego też przez prędkość



Rys. 14-13. Gęstość widmowa impulsu

rozchodzenia się sygnału będziemy rozumieli prędkość rozchodzenia się pakietu falowego.

Jeśli przedział $2\delta k$ jest mały, tak że

$$2\delta k \ll k_n \tag{14-59}$$

to możemy $\omega(k)$ rozwinąć w szereg Taylora i ograniczyć się tylko do uwzględnienia pierwszych dwóch wyrazów szeregu

$$\omega(k) = \omega(k_n) + \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} (k-k_n) + \dots \tag{14-60}$$

przy czym $\omega(k_n)$ — częstotliwość nośna.

Wykładnik funkcji eksponencjalnej w wyrażeniu (14-58) możemy teraz zapisać w postaci

$$j(\omega t - kz) = j\left\{\omega(k_n)t - k_n z + (k-k_n)\left[\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} t - z\right]\right\} \tag{14-61}$$

Uwzględniając wyrażenie (14-61) i (14-58) pakiet falowy możemy przedstawić za pomocą funkcji

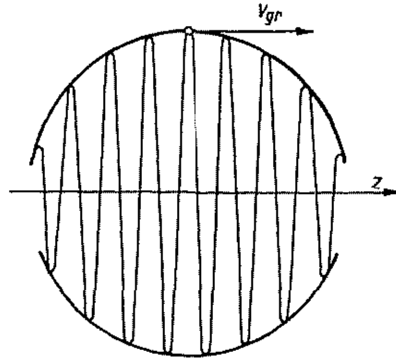
$$E = E_0 e^{j[\omega(k_n)t - k_n z]} \tag{14-62}$$

przy czym średnia amplituda E_0 wyraża się zależnością

$$E_0 = \int\limits_{k_n-\delta k}^{k_n+\delta k} A(k) e^{j(k-k_n)\left[\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} t - z\right]} dk \tag{14-63}$$

Z wyrażenia (14-63) wynika, że amplituda sygnału zmienia się w czasie i w przestrzeni, jest ona stała na powierzchni określonej równaniem

$$\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} t - z = \text{const} \tag{14-64}$$



Rys. 14-14. Rysunek pomocniczy do określenia prędkości grupowej

Prędkość przesuwania się tej powierzchni równych amplitud jest prędkością rozchodzenia się pakietu falowego, tzn. jest prędkością rozchodzenia się sygnału radiowego

$$\frac{dz}{dt} = \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} \tag{14-65}$$

Określona w ten sposób prędkość, przy ograniczeniu (14-59), nazywa się *prędkością grupową*. Określa ona prędkość, z jaką rozchodzi się obwiednia pakietu falowego (rys. 14-14). Prędkość grupową dogodnie jest przedstawić w postaci

$$v_{gr} = \frac{1}{\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_{\omega=\omega(k_n)}} \tag{14-66}$$

W ośrodku niedyspersyjnym, jak łatwo sprawdzić

$$v_{gr} = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = v_f \tag{14-67}$$

W ośrodku dyspersyjnym natomiast prędkość grupowa nie jest równa prędkości fazowej: $v_{gr} \neq v_f$.

W przypadku pionowego rozchodzenia się impulsu radiowego w jonosferze

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{d}{d\omega}(k_0 n) = \frac{d}{d\omega}\left(\frac{\omega}{c}n\right) = \frac{d}{d\omega}\left[\frac{\omega}{c}\sqrt{1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}}\right] = \frac{1}{cn}$$

więc

$$v_{gr} = cn = c\sqrt{1-\frac{80{,}8N(H)}{f^2}} = c\sqrt{1-\frac{f_0^2}{f^2}} \tag{14-68}$$

przy czym przez f należy rozumieć częstotliwość nośną sygnału.

Zauważmy, że prędkość fazowa

$$v_f = \frac{c}{n}$$

więc

$$v_{gr} v_f = c^2 \tag{14-69}$$

Ponieważ w jonosferze $n < 1$, więc prędkość grupowa jest zawsze mniejsza od prędkości światła[1]).

14.6. ABSORPCJA JONOSFERYCZNA

Fala radiowa przechodząc przez jonosferę ulega tłumieniu wskutek strat spowodowanych przez zderzenia elektronów z jonami i neutralnymi cząstkami gazu. Proces tłumienia energii w jonosferze nosi nazwę *absorpcji jonosferycznej*.

Rozróżniamy dwa zasadnicze rodzaje absorpcji, mianowicie absorpcję niedewiacyjną i absorpcję dewiacyjną.

Absorpcja niedewiacyjna zachodzi wówczas, gdy fala przechodzi przez warstwę jonosferyczną, nie ulegając w niej znaczniejszej refrakcji. Z absorpcją niedewiacyjną mamy, na przykład, do czynienia w warstwie *D*, jeśli fala odbija się od warstwy *E*.

Absorpcja dewiacyjna występuje w przypadku, gdy współczynnik refrakcji jest znacznie mniejszy od jedności i fala ulega silnemu załamaniu. Z absorpcją dewiacyjną mamy do czynienia wówczas, gdy fala ulega odbiciu od danej warstwy lub też warunki są zbliżone do warunków, w których zachodzi pełna refrakcja.

[1]) Zgodnie z teorią względności prędkość rozchodzenia się sygnału nigdy nie może być większa od prędkości światła w próżni. Dlatego też prędkość grupową można identyfikować z prędkością przenoszenia sygnału tylko wówczas, gdy jest ona mniejsza od prędkości światła. Wzór (14-66) daje prędkość grupową mniejszą od c w przypadku dyspersji normalnej. W przypadku anormalnej dyspersji, prędkość grupowa jest większa od prędkości światła w próżni i w tych przypadkach traci sens jako prędkość przenoszenia sygnału.

Jak wynika z rozważań przeprowadzonych w p. 14.2 w zakresie częstotliwości, w którym $\omega^2 \gg \nu^2$ i przy pominięciu ziemskiego pola magnetycznego, jonosferę możemy traktować jako ośrodek półprzewodzący o parametrach:

$$\varepsilon_{rj} = 1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \tag{14-70}$$

$$\sigma_j = \nu\varepsilon_0 \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \tag{14-71}$$

przy czym f_0 — częstotliwość plazmowa.

Współczynnik tłumienia fali w jonosferze, przy absorpcji niedewiacyjnej, jest więc równy (p. 12.2)

$$\alpha = \frac{60\pi\sigma_j}{\sqrt{\varepsilon_{rj}}} = \frac{\nu}{2cn}\left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \tag{14-72}$$

Uwzględnienie wpływu pola geomagnetycznego na absorpcję prowadzi do zawiłych rozważań matematycznych. W szczególnym przypadku, gdy częstotliwość fali jest równa częstotliwości rezonansu żyromagnetycznego, pod wpływem pola elektrycznego fali radiowej i ziemskiego pola magnetycznego elektrony poruszają się po spirali. Średnia prędkość elektronów jest przy tym większa niż w nieobecności stałego pola magnetycznego. Zwiększa się więc prawdopodobieństwo zderzeń elektronów z neutralnymi cząstkami, a więc następuje wzrost strat energii fali. Fale o częstotliwości zbliżonej do częstotliwości rezonansu żyromagnetycznego (ok. 1,4 MHz) przy rozchodzeniu się w jonosferze ulegają więc szczególnie silnemu tłumieniu.

W ogólnym przypadku współczynnik absorpcji niedewiacyjnej z uwzględnieniem pola geomagnetycznego wyraża się następującym wzorem:

$$\alpha = \frac{\alpha_1}{f^2}\left[p + \frac{2(p-1)^2 p}{(p^2-1) - p^2\left(\frac{f_{\dot{z}}}{f}\right)^2}\right] \tag{14-73}$$

przy czym:

α_1 — współczynnik absorpcji niedewiacyjnej przy częstotliwości 1 MHz, bez uwzględnienia wpływu pola geomagnetycznego (14-72);

f — częstotliwość [MHz];

$f_{\dot{z}}$ — częstotliwość rezonansu żyromagnetycznego [MHz];

p — parametr, będący pierwiastkiem równania

$$p^2\left[1 - \left(\frac{f_{\dot{z}}}{f}\right)^2\right] - p\left[2 - \left(\frac{f_{\dot{z}}}{f}\right)^2 \sin^2\Theta\right] + 1 = 0$$

Θ — kąt między kierunkiem rozchodzenia się fali a liniami pola geomagnetycznego.

Analizując wzór (14-72) dochodzimy do wniosku, że współczynnik absorpcji osiąga dużą wartość wówczas, gdy ν jest duże, zaś n małe. Największa liczba zderzeń ν.

rzędu 10^7, występuje w warstwie D. Z drugiej strony wartość współczynnika refrakcji jest tu bliższa 1 niż w warstwach wyższych, ponieważ gęstość elektronowa warstwy D jest względnie mała. Śledząc przebieg ν i n w funkcji wysokości dochodzimy jednakże do wniosku, że wartość stosunku ν/n będzie największa w warstwie D i to u dolnego jej krańca. Na tej podstawie możemy wyprowadzić wniosek, że fala jonosferyczna doznaje największego tłumienia na dolnym krańcu jonosfery, zarówno przy wejściu do niej jak i przy wyjściu.

Ze wzoru (14-72) wynika jeszcze drugi ważny wniosek, że absorpcja niedewiacyjna maleje w przybliżeniu proporcjonalnie do kwadratu częstotliwości.

Absorpcja dewiacyjna ma na ogół mniejsze znaczenie w propagacji jonosferycznej, ponieważ zachodzi na stosunkowo krótkiej drodze w porównaniu z absorpcją niedewiacyjną. Jeśli fala pada prostopadle na warstwę jonosferyczną, to absorpcja dewiacyjna jest bardzo wielka w pobliżu częstotliwości krytycznej. Ponieważ współczynnik refrakcji dąży wówczas do zera, współczynnik absorpcji dąży do nieskończoności.

Oprócz normalnej absorpcji dewiacyjnej i niedewiacyjnej, jaka ma miejsce w normalnych warunkach jonosferycznych, występuje jeszcze niekiedy absorpcja anormalna związania z nadmierną aktywnością słoneczną.

ZAKŁÓCENIA ATMOSFERYCZNE I KOSMICZNE 15

Z propagacją fal radiowych wiąże się w pewnej mierze zagadnienie zakłóceń odbioru radiowego. *Zakłócenie radioelektryczne* jest zjawiskiem elektrycznym, wywołującym skażenie sygnału użytecznego w łączności radiowej. Ze względu na lokalizację źródła zakłóceń rozróżnia się *zakłócenia własne* i *zakłócenia obce*. Zakłócenia własne są związane ze strukturą urządzeń odbiorczych i w związku z tym wychodzą poza ramy tego podręcznika.

Do zakłóceń obcych zalicza się zakłócenia interferencyjne, przemysłowe, atmosferyczne i kosmiczne. Omawianie zakłóceń interferencyjnych i przemysłowych wchodzi w zakres systemów radiokomunikacyjnych i dlatego tutaj ograniczymy się tylko do rozważania zakłóceń atmosferycznych i kosmicznych.

15.1. ZAKŁÓCENIA ATMOSFERYCZNE

Przyczyną powstawania zakłóceń atmosferycznych są wyładowania elektryczne w czasie burz między chmurą a ziemią lub między chmurami.

Badanie pola powstającego przy uderzeniu pioruna (rys. 15-1) wykazuje, że tego typu wyładowanie składa się z dwóch faz: 1) *przedwyładowania*, w czasie którego od chmury w kierunku ziemi wzrasta tzw. *lider schodkowy* z prądem 100...300 A i 2) *podstawowego wyładowania* — impulsu prądu o natężeniu 10...100 kA, który płynie od ziemi do chmury wzdłuż drogi utorowanej przez lider.

Widmo promieniowania lidera ma charakter ciągły, przy czym maksimum przypada w zakresie częstotliwości 30...50 kHz, natomiast w obszarze wielkich częstotliwości pole wytwarzane przez lider maleje jak $1/f$. Wyładowanie podstawowe, o czasie trwania rzędu 100 μs, ma również widmo ciągłe z maksimum w zakresie 4...8 kHz i częścią opadającą jak $1/f^2$.

Z powyższego wynika, że w czasie uderzenia pioruna są emitowane fale radiowe w bardzo szerokim zakresie częstotliwości od infraakustycznych do dziesiątków, a nawet setek megaherców.

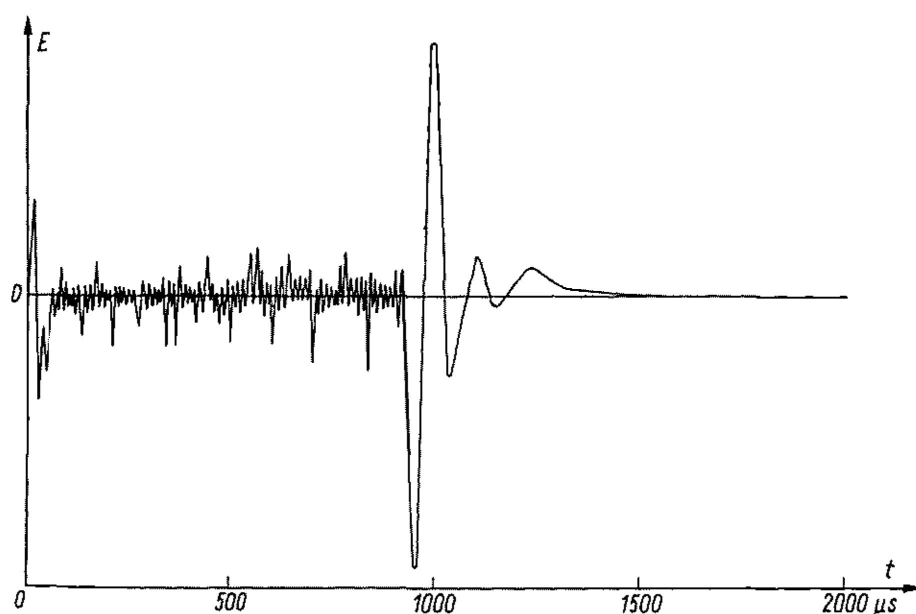
Zakłócenia powstające pod wpływem wyładowań elektrycznych w atmosferze można podzielić na dwa rodzaje:

1. *Zakłócenia lokalne*, objawiające się w postaci silnych trzasków, powtarzających się w pewnych nieregularnych odstępach czasu.

2. *Zakłócenia dalekie*, objawiające się w postaci ciągłego szumu, o znacznie jednak niższym poziomie niż zakłócenia lokalne.

Zakłócenia pierwszego rodzaju pojawiają się stosunkowo rzadko i tylko wówczas, gdy w miejscu odbioru lub w niezbyt oddalonym obszarze występuje burza atmosferyczna.

Zakłócenia drugiego rodzaju istnieją stale, a jedynie poziom ich zmienia się w zależności od pory roku, pory doby oraz położenia geograficznego. Źródłem ich są wyładowania atmosferyczne zachodzące nieustannie w różnych miejscach globu



Rys. 15-1. Zależność natężenia pola elektrycznego powstającego przy uderzeniu pioruna od czasu

ziemskiego. Jak wykazują dane statystyczne, w każdej sekundzie na całym obszarze świata zdarza się około 100 wyładowań. Ponieważ zakłócenia atmosferyczne podlegają ogólnym prawom propagacji, rozchodzą się one na duże odległości i dlatego, choć znacznie osłabione, pojawiają się nieustannie w odbiornikach w postaci ciągłego szumu.

Przestrzenny i czasowy rozkład burz atmosferycznych nie jest równomierny. Zasadniczo, intensyfikacja ich zaznacza się stale w obszarach podzwrotnikowych, zaś w strefach umiarkowanych — w porze letniej. Niektóre obszary odznaczają się szczególnie dużym nasileniem wyładowań atmosferycznych. Należą do nich przede wszystkim: Afryka Środkowa, Indie, Indonezja, północna część Ameryki Południowej i Ameryka Środkowa.

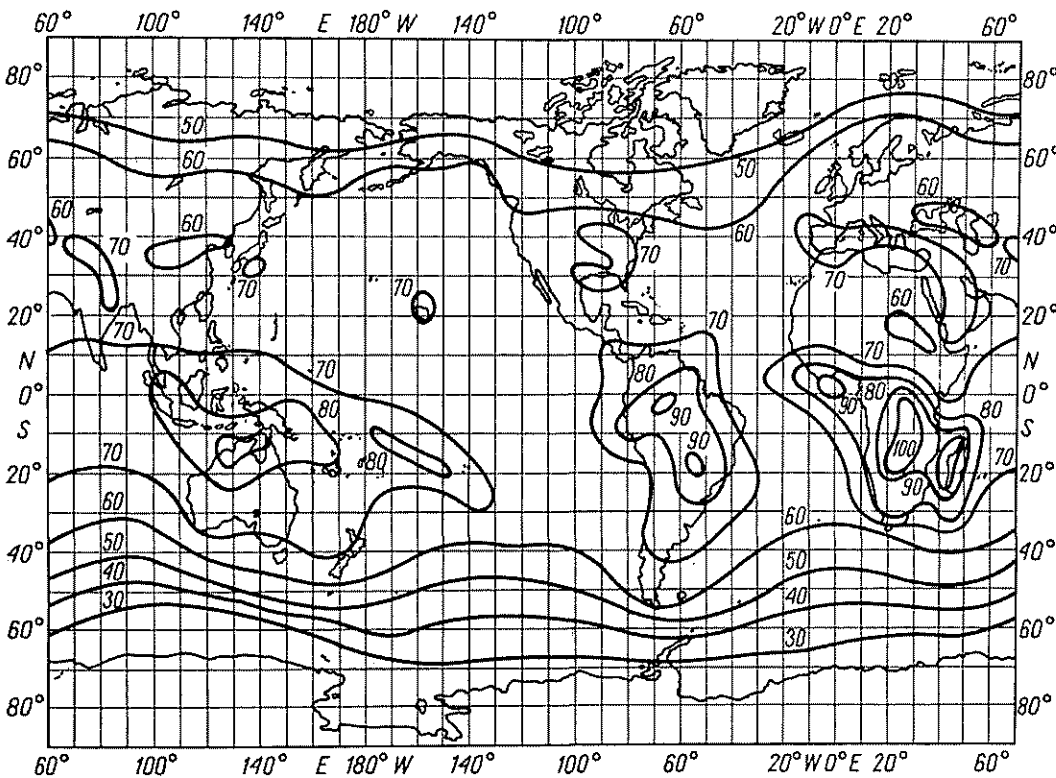
Zakłócenia mogą być także powodowane wyładowaniami cichymi między chmurami a wysokimi, ostro zakończonymi obiektami (wieże kościelne, maszty, słupy).

Inną przyczyną powstawania zakłóceń atmosferycznych mogą być naładowane krople deszczu lub śnieżynki, stykające się z anteną odbiorczą [61].

Należy też zwrócić uwagę na zakłócenia atmosferyczne typu nielinearnego. Energia elektryczna zakłóceń atmosferycznych, pochłaniana przez jonosferę, może zmieniać stopień jonizacji, wskutek czego może powstać (podobnie jak przy zjawisku luksemburskim) szkodliwa modulacja fali rozchodzącej się w jonosferze.

15.2. PROGNOZY ZAKŁÓCEŃ ATMOSFERYCZNYCH

Wyniki wieloletnich badań prowadzonych w ramach CCIR [9] przez kilkanaście stacji pomiarowych na świecie umożliwiają określenie poziomu zakłóceń atmosferycznych (a także w pewnym stopniu zakłóceń przemysłowych i kosmicznych) dla dowolnego miejsca na powierzchni kuli ziemskiej w zależności od pory

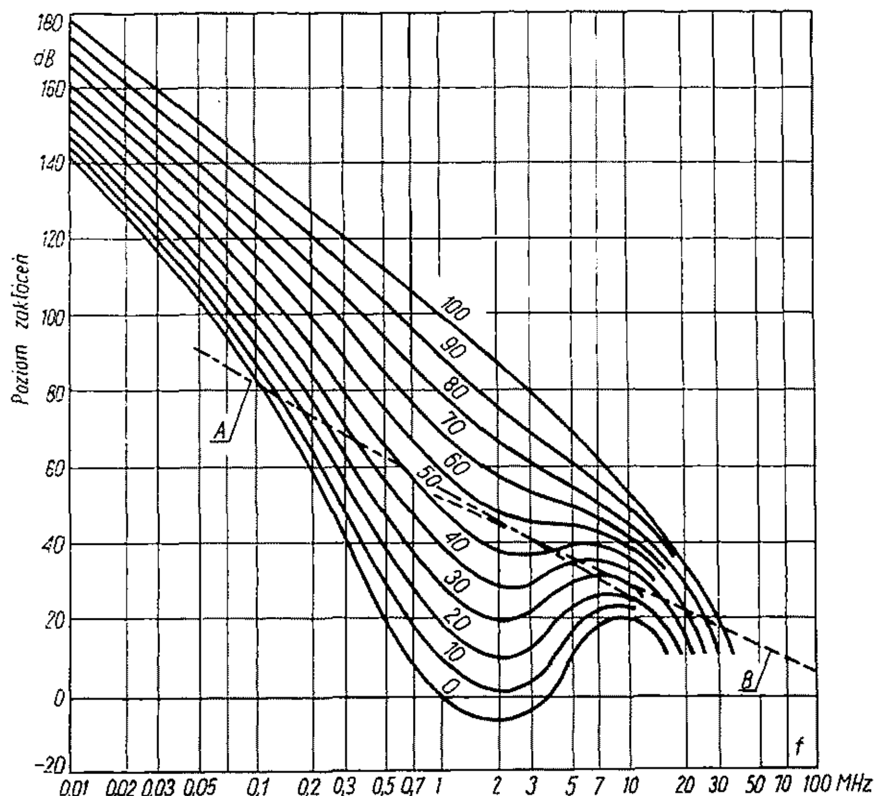


Rys. 15-2. Przykład mapy intensywności zakłóceń atmosferycznych na częstotliwości 1 MHz w decybelach w stosunku do kT_0B (według Raportu nr 322 CCIR, Oslo 1966)

roku i pory doby (dla określonego czterogodzinnego bloku czasowego). Dla każdej pory roku i każdego bloku czasowego sporządzono mapy intensywności zakłóceń atmosferycznych. Przykład takiej mapy pokazano na rys. 15-2. Na mapach tych są zaznaczone izoplety poziomu zakłóceń na częstotliwości 1 MHz w decybelach w stosunku do kT_0B, przy czym k jest stałą Boltzmauna, $T_0 = 288$ K — temperaturą bezwzględną, B — skuteczną szerokością pasma odbiornika. Wartości odczytane

z map są medianami poziomu zakłóceń indukowanych w krótkiej pionowej antenie w ciągu czterogodzinnego przedziału czasowego.

Do określenia poziomu zakłóceń na częstotliwościach różniących się od 1 MHz korzystać należy z odpowiednich wykresów (rys. 15-3).



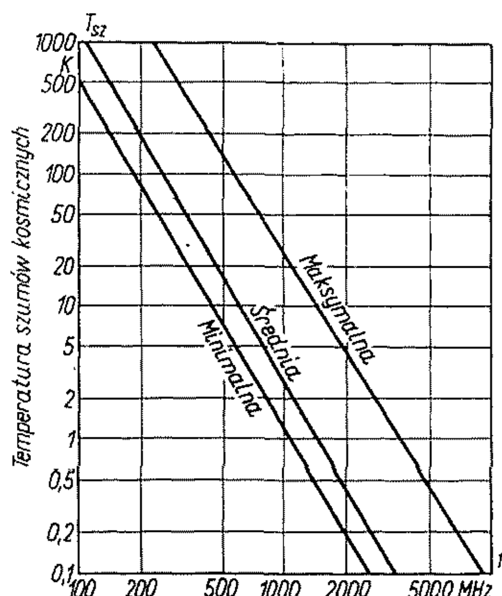
Rys. 15-3. Przykład zależności poziomu zakłóceń atmosferycznych (w decybelach w stosunku do kT_0B) od częstotliwości (według Raportu nr 322 CCIR, Oslo 1966)
A — spodziewana wartość zakłóceń przemysłowych; B — spodziewana wartość zakłóceń kosmicznych; liczby przy krzywych wskazują poziom szumów przy częstotliwości 1 MHz

15.3. ZAKŁÓCENIA KOSMICZNE

Na częstotliwościach przewyższających 40 MHz poziom zakłóceń atmosferycznych znacznie się obniża, ponieważ fale radiowe powstałe w rejonie wzmożonej działalności burzowej nie rozchodzą się już jako fale jonosferyczne. W zakresie fal metrowych głównym źródłem zakłóceń jest promieniowanie nadchodzące z różnych rejonów Galaktyki oraz obszarów pozagalaktycznych, jak również promieniowanie radiowe Słońca. Promieniowanie źródeł znajdujących się poza Ziemią przyjęto nazywać *promieniowaniem kosmicznym*, a zakłócenia wywołane przez to promieniowanie *zakłóceniami kosmicznymi*.

W drodze licznych pomiarów ustalono, że promieniowanie galaktyczne cechuje wyjątkowa stałość, natomiast silnym zmianom podlega promieniowanie radiowe Słońca, szczególnie w okresach zaburzeń.

Promieniowanie o największej intensywności pochodzi ze środka Galaktyki. Źródła silnego promieniowania zostały również wykryte w konstelacjach: Łabędzia, Kasjopei, Centaura, Byka i innych. W wyniku nierównomiernego rozkładu źródeł promieniowania na kuli niebieskiej i obrotu Ziemi dookoła swej osi, intensywność zakłóceń kosmicznych jest wyraźnie zależna od pory doby.



Rys. 15-4. Zależność temperatury szumów kosmicznych T_{sz} od częstotliwości f

Intensywność zakłóceń kosmicznych najczęściej wyraża się za pomocą zastępczej temperatury ciała doskonale czarnego. Przez temperaturę zastępczą rozumiemy temperaturę doskonale czarnej nieograniczonej, płaskiej powierzchni, wytwarzającej na częstotliwości f w pasmie o szerokości B, w kierunku prostopadłym do tej powierzchni, taką samą gęstość mocy, jaką rzeczywiste źródło zakłóceń wytwarza w pobliżu anteny odbiorczej.

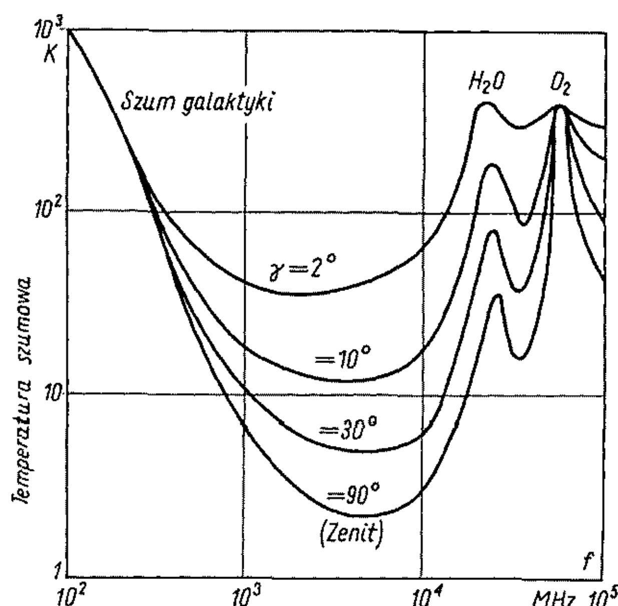
Związek między gęstością mocy a temperaturą ciała doskonale czarnego określa wzór Rayleigha-Jeansa

$$S = \frac{8\pi k T f^2 B}{c^2} \tag{15-1}$$

Zależność maksymalnego, średniego i minimalnego poziomu zakłóceń kosmicznych od częstotliwości pokazano na rys. 15-4. Z przedstawionego wykresu wynika, że maksymalna, średnia i minimalna temperatura zakłóceń jest odwrotnie proporcjonalna do częstotliwości w potędze odpowiednio 2,5; 2,55 i 2,7.

Przy częstotliwościach większych od 1 GHz poziom zakłóceń kosmicznych maleje na tyle, że decydującą rolę zaczynają odgrywać szumy własne odbiornika (z wyjątkiem urządzeń odbiorczych ze wzmacniaczami o małym poziomie szumów własnych, np. masery, chłodzone wzmacniacze parametryczne).

Jeśli antena odbiorcza ma dużą kierunkowość, to poziom zakłóceń zależy od orientacji anteny. Można wówczas mówić o rozkładzie temperatury szumowej na kuli niebieskiej. Pomijając przypadki, gdy antena „patrzy" wprost na radioźródło, rozkład średniej temperatury szumowej nieba zależy tylko od kąta elewacji i częstotliwości (rys. 15-5).



Rys. 15-5. Zależność średniej temperatury szumowej od częstotliwości i kąta elewacji anteny (według H. N. Daglish: Low-noise solid-state microwave amplifiers, The Post Office Electrical Engineers Journal, 1965)

W zakresie częstotliwości 2...8 GHz, w normalnych warunkach, temperatuar zakłóceń jest bardzo mała, wskutek czego zakres ten nazwano *oknem radiowym*. Przy częstotliwościach większych od 10 GHz cieplne promieniowanie atmosfery powoduje wzrost temperatury szumowej nieba (szeroko rozłożone linie absorpcyjne pary wodnej i tlenu w zakresie 20...60 GHz, porównaj p. 13.7).

SPECYFIKA ROZCHODZENIA SIĘ FAL RADIOWYCH RÓŻNYCH ZAKRESÓW CZĘSTOTLIWOŚCI 16

16.1. ROZCHODZENIE SIĘ FAL DŁUGICH I BARDZO DŁUGICH

Fale długie obejmują zakres częstotliwości od 15 do 100 kHz (20 000...30 000 m). Falami bardzo długimi przyjęto nazywać fale dłuższe od 20 km.

Fale długie, wskutek bardzo małego tłumienia w ziemi, która — praktycznie biorąc — zachowuje się jak przewodnik, oraz dużej dyfrakcji, rozchodzą się w postaci fali powierzchniowej na dość duże odległości. Jednakże już w odległości 1000...2000 km od nadajnika natężenie pola fali jonosferycznej przewyższa natężenie pola fali powierzchniowej. Dlatego też w dalekosiężnej komunikacji na falach długich wykorzystuje się falę jonosferyczną.

W zakresie fal długich w najniższej warstwie jonosfery liczba zderzeń znacznie przewyższa pulsację fali

$$\nu \gg \omega (\nu \approx 10^7 \ 1/\text{s})$$

W związku z tym nie możemy stosować teorii wyprowadzonej w poprzednim rozdziale. Ponadto, ze względu na bardzo dużą długość fali, zawodzi również przybliżenie optyki geometrycznej. Jednak wyniki eksperymentów oraz ekstrapolacja rozważań teoretycznych dla większych częstotliwości pozwalają uważać, że fale długie rozchodzą się jak gdyby w kulistym falowodzie z tłumieniem, ulegając kolejnym odbiciom od ziemi i od dolnej granicy jonosfery (obszar D w ciągu dnia i obszar E w nocy; rys. 16-1).

Matematyczne wyprowadzenie wzorów określających natężenia pola fal długich zależnie od odległości od nadajnika jest trudne ze względu na brak możliwości ścisłego sprecyzowania warunków rozchodzenia się fali na granicy między stratosferą i jonosferą. Do obliczeń praktycznych posługujemy się wzorami półempirycznymi Austina [14].

Natężenie pola fal długich (E_{sk} w V/m) w odległości R kilometrów od anteny promieniującej moc P kilowatów wyraża się wzorem

$$E_{sk} = \frac{300\sqrt{P}}{R}\sqrt{\frac{\Theta}{\sin\Theta}}\, e^{-\frac{0{,}0014}{\lambda^{0,6}}R} \qquad (16\text{-}1)$$

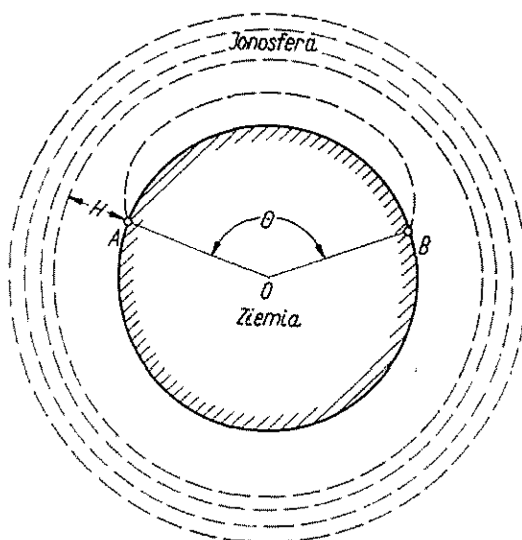
przy czym: Θ — kąt oznaczony na rys. 6-1;

λ — długość fali [km].

Gdy jest znana wysokość skuteczna anteny h_{sk} (w metrach) i wartość skuteczna prądu u podstawy anteny I_A (w amperach), wówczas wzór (16-1) przyjmuje postać

$$E_{sk} = \frac{120\pi h_{sk} I_A}{\lambda R} \sqrt{\frac{\Theta}{\sin\Theta}}\, e^{-\frac{0,0014}{\lambda^{0,6}} R} \tag{16-2}$$

Według Waita [69] pole w zakresie fal długich jest sumą kilku składowych, wynikających z kilku modów propagacji fali w falowodzie Ziemia—jonosfera. W związku z tym natężenie pola nie maleje monotonicznie, jak to wynika ze wzoru Austina, ale wykazuje maksima i minima. Obecność maksimów i minimów w rozkładzie pola została potwierdzona doświadczalnie.



Rys. 16-1. Rozchodzenie się fal długich w falowodzie kulistym

Warunki propagacji fal długich ulegają małym i powolnym zmianom w czasie. Jest to dużą zaletą radiokomunikacji długofalowej. Tłumienie fal długich wprowadzone przez jonosferę podlega wahaniom dobowym, sezonowym i rocznym. Także jedenastoletni okres aktywności słonecznej zmienia warunki rozchodzenia się fal długich.

Typowy przebieg natężenia pola w ciągu doby pokazano na rys. 16-2. Wykres ten odnosi się do dużych odległości od nadajnika. Jak widać, natężenie pola wzrasta w nocy, co wynika z faktu, że tłumienie wnoszone przez obszar E jonosfery jest mniejsze niż tłumienie wnoszone przez obszar D.

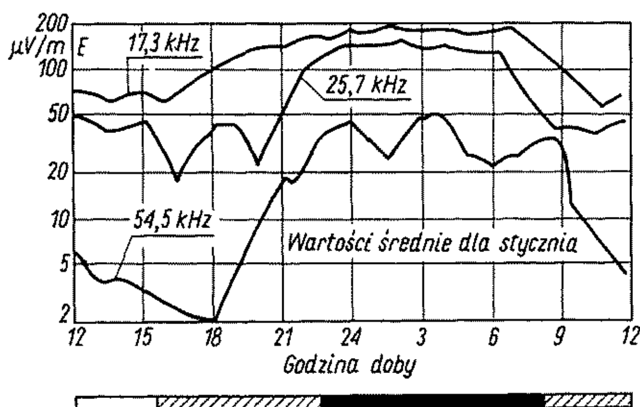
Ze względu na stosowanie fal długich i bardzo długich w radiowej służbie czasu i częstotliwości wzorcowych oraz w pewnych systemach nawigacyjnych, duże znaczenie mają zmiany czasu przejścia sygnałów, towarzyszące propagacji tego zakresu fal. Na rys. 16-3 przedstawiono, dla przykładu, dobowe zmiany czasu przejścia sygnału o częstotliwości 16 kHz na trasie Rugby (Anglia) — Cambridge Massa-

chusetts (USA). Długość trasy wynosi 5200 km. Występujące zmiany można podzielić na dwie grupy:

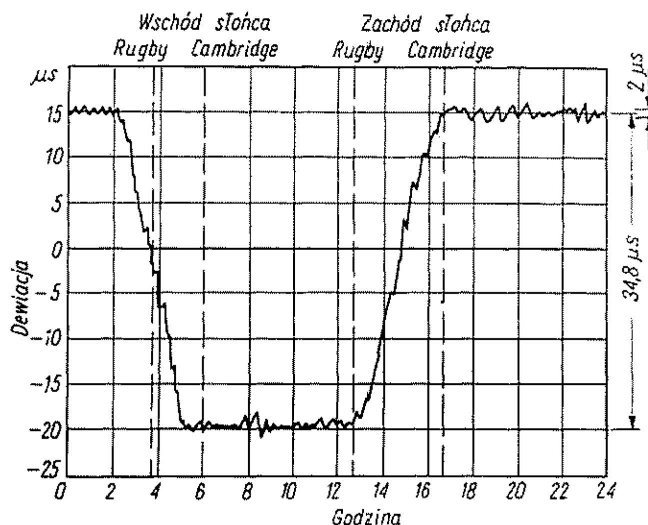
— małe, przypadkowe fluktuacje czasu przejścia o standardowym odchyleniu około 2 µs;

— znacznie większe zmiany czasu przejścia (ok. 34 µs), mające charakter quasi-okresowy.

Zmiany drugiego rodzaju są związane z porą dnia, a dokładnie mówiąc, z obecnością strefy światłocienia na drodze między stacją nadawczą a odbiorczą.



Rys. 16-2. Przebieg dobowy natężenia pola fal długich dla częstotliwości roboczych 17,3 kHz; 25,7 kHz oraz 54,5 kHz. Odległość od nadajnika 5000 km. Pasek pod rysunkiem oznacza: biały — dzień, czarny — noc, zakreskowany — półmrok (według S. Hahn: Podstawy radiokomunikacji, WKŁ, Warszawa 1964)

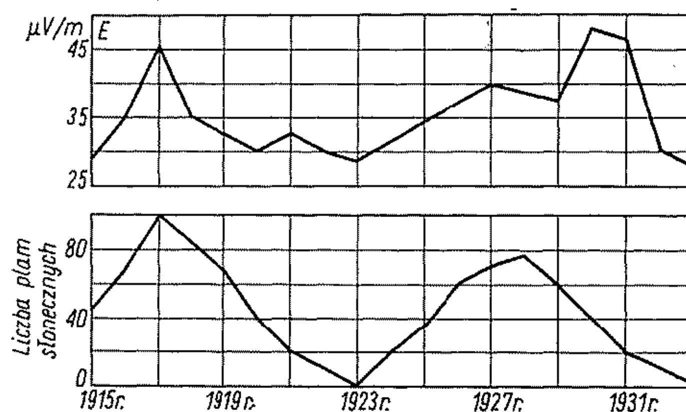


Rys. 16-3. Zmiany czasu przejścia sygnału 16 kHz na trasie Rugby (Anglia) — Cambridge Massachusetts (USA) (według S. Hahn: Współczesna służba czasu i częstotliwości wzorcowych, WKŁ, Warszawa 1964)

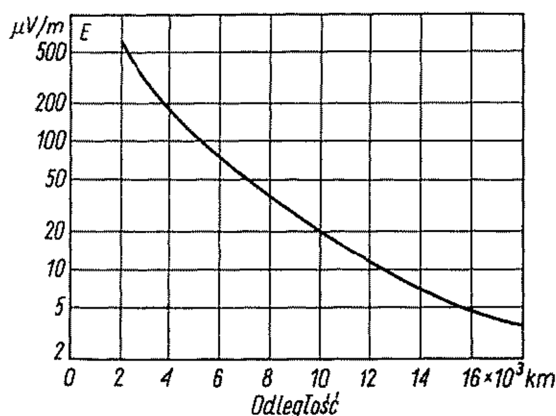
Wartość zmian czasu propagacji jest niezależna od pory roku z wyjątkiem zależności pośredniej, związanej ze zmianą długości dnia.

Średnie wahania roczne natężenia pola fal długich są rzędu 20...50%, przy czym w dzień natężenie pola jest większe latem, a w nocy — zimą.

Wpływ jedenastoletniego okresu aktywności słonecznej na rozchodzenie się fal długich jest nieznaczny (rys. 16-4). W latach zwiększonej aktywności słonecznej



Rys. 16-4. Dane uwidoczniające korelację między liczbą plam słonecznych a natężeniem pola fal długich (według S. Hahn: Podstawy radiokomunikacji, WKŁ, Warszawa 1964)



Rys. 16-5. Zależność natężenia pola od odległości obliczona na podstawie wzoru Austina; $P = 40$ kW, $\lambda = 18$ km

natężenie pola wzrasta. Jest to spowodowane zmniejszeniem tłumienia w obszarze *D*, a więc poprawa następuje głównie w porze dziennej.

Długość fali w zakresie fal bardzo długich jest porównywalna z wysokością najniższej warstwy jonosferycznej. W związku z tym mówienie o fali powierzchniowej i fali jonosferycznej traci sens. Tym bardziej możemy więc przyjąć falowodowy mechanizm rozchodzenia się fal bardzo długich. Fale bardzo długie rozchodzą się zatem wokół Ziemi z nieznacznym tłumieniem. Między innymi z tego powodu fale bardzo długie są wykorzystywane w nowoczesnej nawigacji.

P r z y k ł a d l i c z b o w y. Wyznaczymy natężenie pola wytwarzanego w odległości $R =$ $= 4000$ km przez nadajnik o mocy 500 kW pracujący przy częstotliwości 16,67 kHz. Sprawność anteny przyjmiemy równą 8%.

Moc promieniowana, przy uwzględnieniu sprawności anteny

$$P = 0{,}08 \cdot 500 = 40 \text{ kW}$$

Kąt Θ obliczymy jako stosunek odległości R mierzonej wzdłuż powierzchni Ziemi do promienia kuli ziemskiej

$$\Theta = \frac{R}{a} = \frac{4000}{6370} = 0{,}629 \text{ rad} = 36°$$

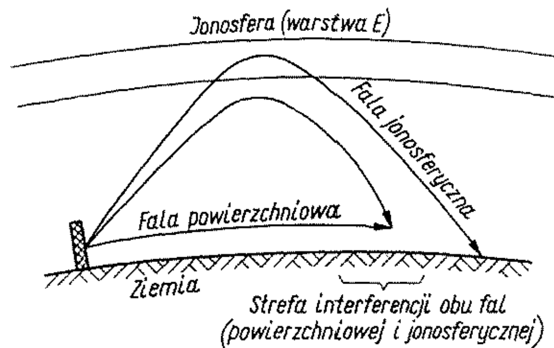
Częstotliwości 16,67 kHz odpowiada fala $\lambda = 18$ km. Wstawiając powyższe wartości do wzoru (15-1) znajdujemy

$$E_{sk} = \frac{300\sqrt{40}}{4000}\sqrt{\frac{0{,}628}{\sin 36°}}\, e^{-\frac{0{,}0014}{18^{0{,}6}}4000} = 183\ \mu\text{V/m}$$

Postępując analogicznie dla innych wartości R wyznaczymy zależność natężenia pola od odległości (rys. 16-5).

16.2. ROZCHODZENIE SIĘ FAL ŚREDNICH

Fale średnie obejmują zakres częstotliwości od 100 kHz do 1,5 MHz (3000... 200 m). Fale te — ze względu na szerokie zastosowanie w radiofonii — noszą również nazwę fal radiofonicznych. Jeśli nadajnik i odbiornik znajdują się na powierzchni ziemi, to w przypadku ogólnym, w zakresie fal średnich, do anteny odbiorczej dociera fala powierzchniowa, jak również fala jonosferyczna (rys. 16-6).



Rys. 16-6. Fala powierzchniowa i fala jonosferyczna przy rozchodzeniu się fal średnich

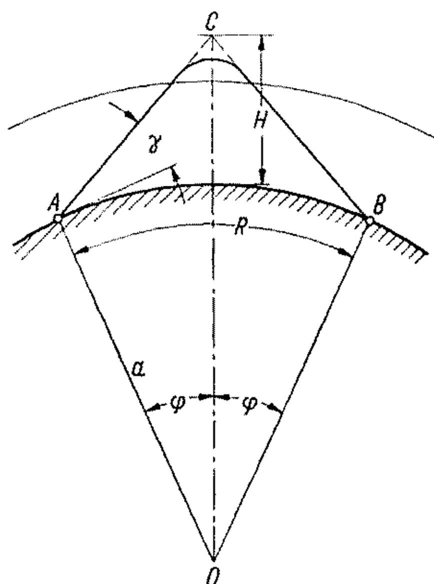
Gęstość elektronowa obszaru D jonosfery nie jest wystarczająca do odbicia fal średnich, które wnikają do jonosfery i są odbijane przez warstwę E. Jednakże w ciągu dnia współczynnik absorpcji dolnego obszaru jonosfery jest dla fal średnich tak duży, że — praktycznie biorąc — fala jonosferyczna nie występuje. W tych warunkach o zasięgu dziennym na falach średnich decyduje natężenie pola fali powierzchniowej. Metody obliczania natężenia pola fali powierzchniowej poznaliśmy w p. 12.5 i 12.6.

Przy stałej mocy wypromieniowanej przez antenę nadawczą zasięg na fali powierzchniowej maleje wraz z długością fali oraz zależy od konduktywności gruntu. Największy zasięg uzyskuje się nad morzem, a najmniejszy — nad gruntem o małej konduktywności (piaski, tereny miejskie).

Z zapadnięciem zmroku — wskutek szybko postępującej rekombinacji w obszarze D — tłumienie fali jonosferycznej maleje tak, że w ciągu nocy o zasięgu fal średnich decyduje fala jonosferyczna.

16.2.1. NATĘŻENIE POLA FALI JONOSFERYCZNEJ

Absorpcja fali wchodzącej ukośnie do jonosfery jest w porze nocnej na tyle mała, że można ją w ogóle pominąć w przybliżonych obliczeniach natężenia pola [37, 46]. Rozpatrzmy rys. 16-7 przedstawiający drogę fali wypromieniowanej pod kątem



Rys. 16-7. Droga fali jonosferycznej odbijającej się od warstwy E

elewacji γ przez antenę o charakterystyce promieniowania $F(\Theta)$ umieszczoną na powierzchni ziemi w punkcie A. Dla uproszczenia zamienimy krzywoliniowy odcinek trajektorii fali wewnątrz warstwy E linią łamaną. Punkt załamania C jest więc wysokością pozorną warstwy E.

Z prostych zależności geometrycznych wynika, że całkowita długość drogi od anteny nadawczej A do anteny odbiorczej B

$$l = 2\sqrt{(a+H)^2+a^2-2a(a+H)\cos\varphi}$$

lub po przekształceniu

$$l = 2\sqrt{4a(a+H)\sin^2\frac{\varphi}{2}+H^2} \tag{16-3}$$

przy czym:

a — promień kuli ziemskiej;

φ — połowa kąta środkowego, odpowiadającego trasie o długości R.

Natężenie pola w punkcie odbioru B określamy jako natężenie pola fali nietłumionej rozchodzącej się wzdłuż drogi l. Ponieważ istotna dla odbioru jest składowa pionowa fali odbitej padającej ukośnie, więc określimy od razu tę składową. Biorąc pod uwagę, że składowa pionowa natężenia pola w punkcie odbioru podwaja się wskutek odbicia od ziemi, otrzymujemy

$$E = \frac{2\sqrt{60PG_1}}{l}\cos\gamma F(\Theta) \tag{16-4}$$

przy czym:

G_1 — zysk energetyczny anteny nadawczej względem źródła izotropowego;

P — moc doprowadzona do anteny.

Dogodniej jest określić natężenie pola w zależności od długości trasy wzdłuż ziemi R oraz od wysokości warstwy odbijającej H. Ponieważ przy jednym skoku fali wchodzą w grę odległości nie przekraczające 15 000 km, więc możemy pominąć krzywiznę ziemi i w miejsce zależności (16-3) zapisać:

$$l \approx \sqrt{R^2+4H^2} \tag{16-5}$$

$$\cos\gamma \approx \frac{R}{\sqrt{R^2+4H^2}} \tag{16-6}$$

Podstawiając zależności (16-5) i (16-6) do wzoru (16-4) otrzymujemy

$$E = \frac{\sqrt{240PG_1}}{R^2+4H^2} RF(\Theta) \tag{16-7}$$

Wyrażając moc doprowadzoną do anteny w kilowatach, odległość R i wysokość H — w kilometrach oraz natężenie pola w miliwoltach na metr, wzór (16-7) przyjmie następującą postać:

$$E_{sk} = \frac{347\sqrt{PG_1}}{R^2+4H^2} RF(\Theta) \tag{16-8}$$

W przypadku krótkiej bezstratnej anteny, której charakterystyka promieniowania $F(\Theta) = \sin\Theta = \cos\gamma$ i której zysk energetyczny jest równy 3, ostatnia zależność przyjmuje postać

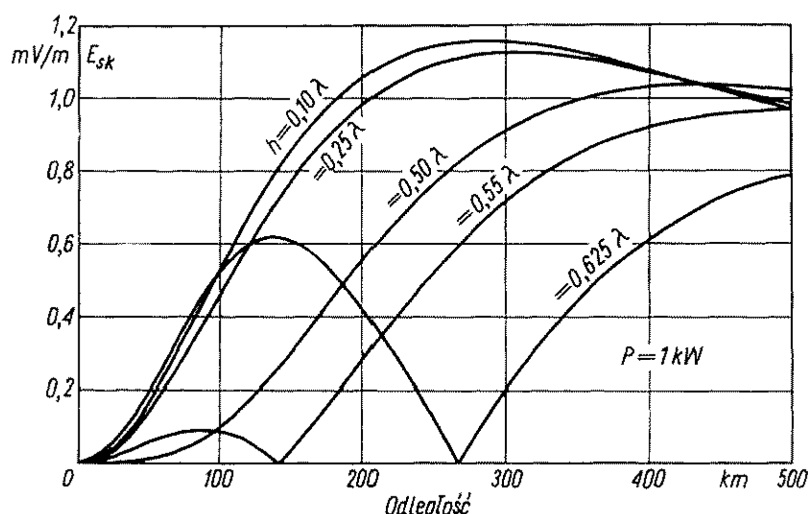
$$E_{sk} = \frac{600\sqrt{P}\,R^2}{\sqrt{(R^2+4H^2)^3}} \tag{16-9}$$

Na rysunku 16-8 przedstawiono teoretyczne krzywe natężenia pola fali jonosferycznej dla anten pionowych o różnej wysokości. Jak widać, w małych odleg-

łościach od anteny natężenie pola jest małe, ponieważ mała jest wartość funkcji $F(\Theta)$, dla dużych kątów elewacji. W miarę wzrostu odległości natężenie pola początkowo wzrasta, a następnie maleje, ponieważ wzrost $F(\Theta)$ nie jest już w stanie przeważyć zmniejszania się pola pod wpływem wzrastającej odległości. W przypadku anteny krótkiej maksimum natężenia pola przypada w odległości

$$R = 2\sqrt{2}H$$

Przy wysokości warstwy E rzędu 100...120 km maksimum natężenia pola wypada w odległości ok. 300 km.



Rys. 16-8. Teoretyczne krzywe natężenia pola fali jonosferycznej dla anten pionowych o różnych wysokościach

16.2.2. KRZYWE PROPAGACJI JONOSFERYCZNEJ FAL ŚREDNICH

Fluktuacje jonosfery oraz interferencja fal rozchodzących się różnymi sposobami (propagacja jednoskokowa, dwuskokowa itp.) wywołują ciągłe wahania natężenia pola fali jonosferycznej których nie uwzględnia wzór (16-8). W rzeczywistych warunkach natężenie pola fal jonosferycznych w rozpatrywanym zakresie częstotliwości należy traktować statystycznie. Charakterystycznymi wielkościami umożliwiającymi ocenę wartości natężenia pola fal średnich w porze nocnej są:

— *mediana*, czyli poziom przekraczany w ciągu 50% czasu;

— *wartość quasi-maksymalna*, czyli poziom przekraczany w ciągu 5% czasu.

Pierwsza z tych wielkości ma znaczenie z punktu widzenia wykorzystania fal jonosferycznych do nadawań dalekosiężnych, druga zaś — z punktu widzenia zakłóceń interferencyjnych.

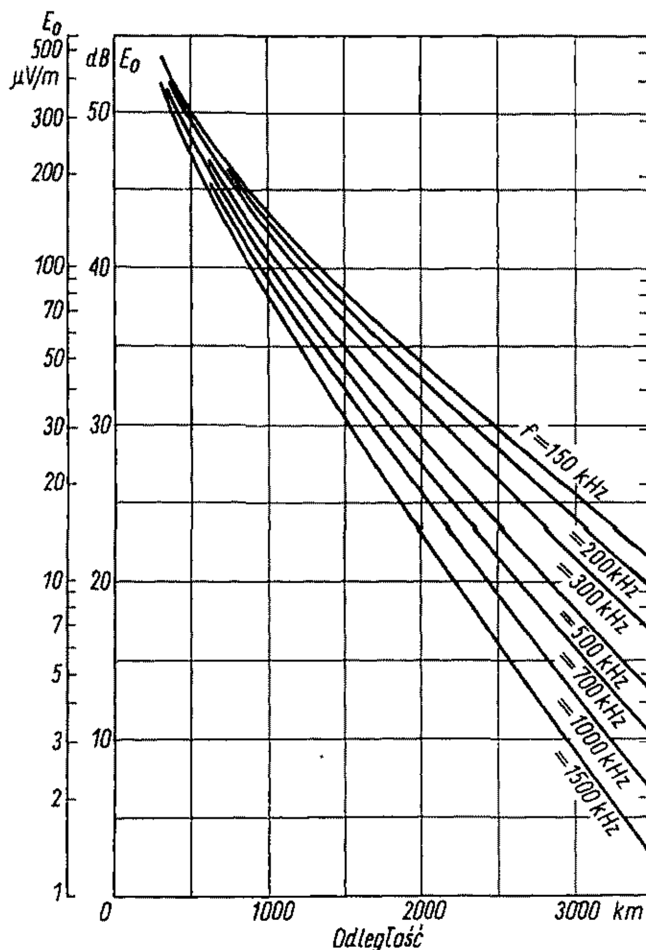
Do obliczeń natężenia pola fali jonosferycznej w sensie statystycznym służą krzywe propagacji opracowane przez CCIR [9].

Medianę natężenia pola fali jonosferycznej określa następująca zależność wyrażona w dB względem poziomu 1 μV/m

$$E_H(50) = E_0+\Delta_A+P+\Delta_I+\Delta_H(50)-0{,}02S \tag{16-10}$$

przy czym:

$$E_0 = 80{,}2+\lg R-0{,}0018f^{0{,}26}R \tag{16-11}$$



Rys. 16-9. Krzywe podstawowe propagacji jonosferycznej fal średnich (według Raportu nr 264-2 CCIR, New Delhi, 1970)

— jest równaniem krzywych podstawowych (rys. 16-9);

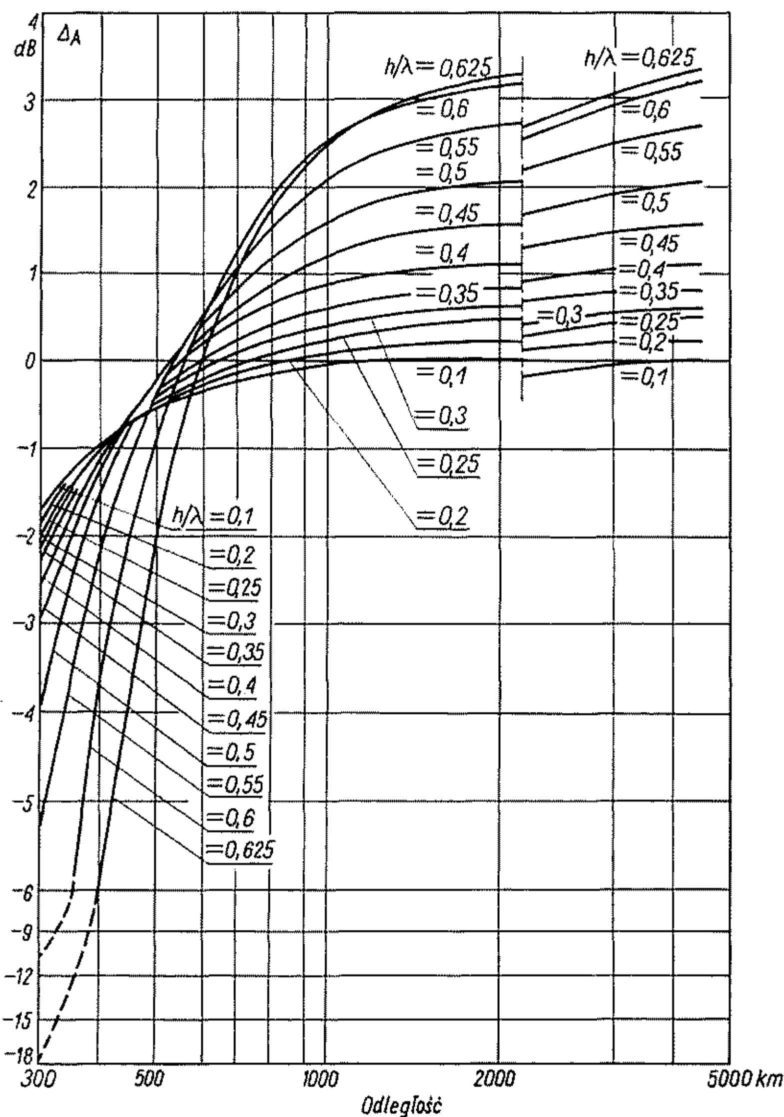
R — odległość [km];

f — częstotliwość [kHz];

$\Delta_A = 20\lg[\sqrt{G}\,F(\Theta)]$ — współczynnik korekcyjny uwzględniający charakterystykę promieniowania anteny (rys. 16-10);

G — zysk energetyczny anteny względem bezstratnej anteny krótkiej nad idealną ziemią;

P — moc doprowadzona do anteny, dB względem 1 kW;
Δ_I — współczynnik korekcyjny uwzględniający szerokość geomagnetyczną (rys. 16-11);

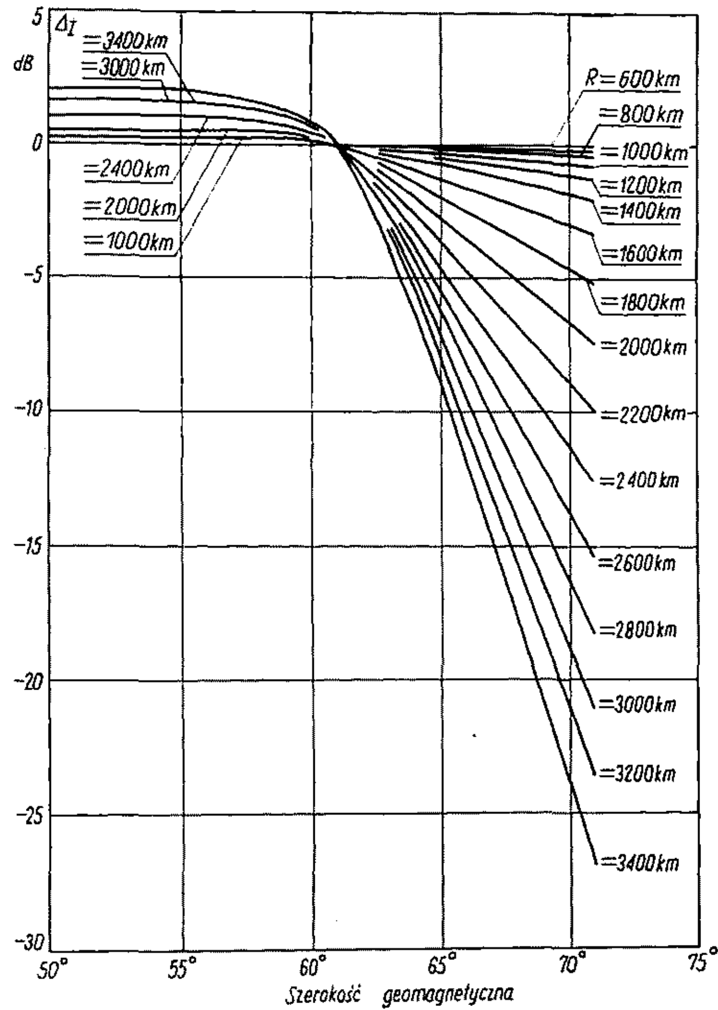


Rys. 16-10. Współczynnik korekcyjny Δ_A (według Raportu nr 264-2, CCIR, New Delhi, 1970)

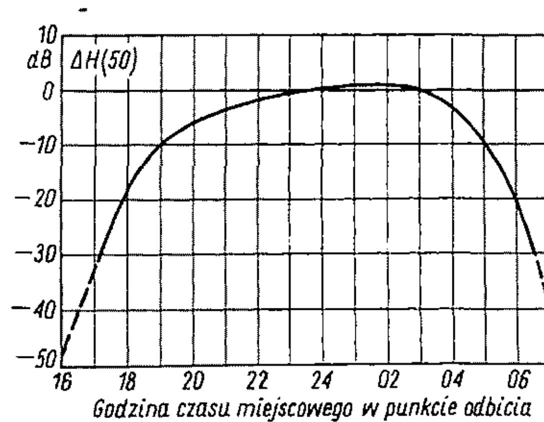
$\Delta_H(50)$ — mediana współczynnika korekcyjnego uwzględniającego różnicę czasu lokalnego środka trasy w stosunku do godziny 00,00 (rys. 16-12);
S — liczba Wolfa.

Do obliczenia wartości natężenia pola przekraczanej w przedziale czasu różnym od 50% należy zastosować poprawkę $\delta_H(T)$ (rys. 16-13)

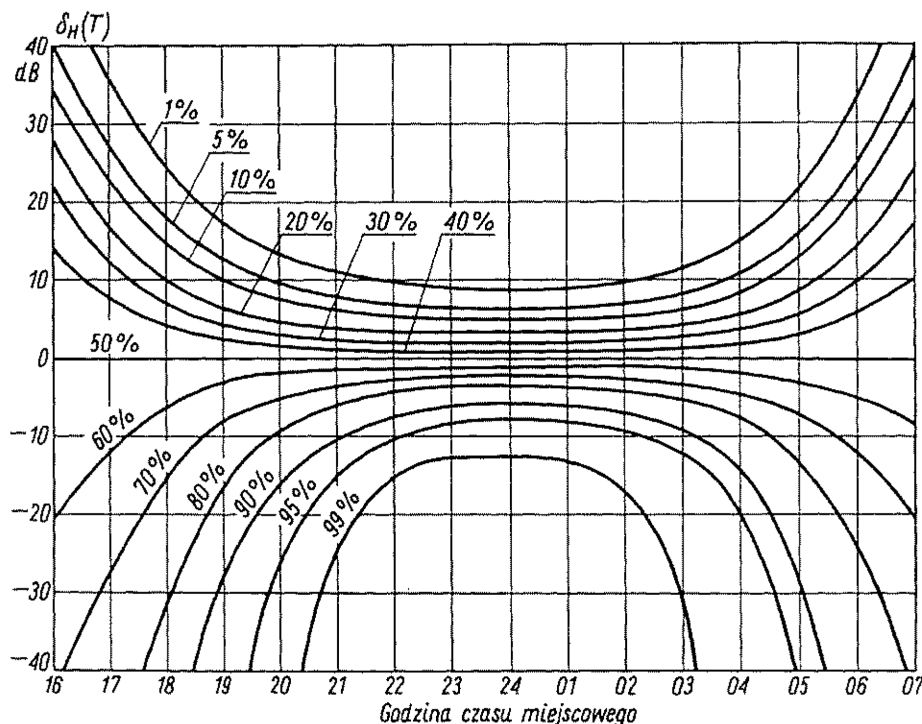
$$E_H(T) = E_H(50) + \delta_H(T) \tag{16-12}$$



Rys. 16-11. Współczynnik korekcyjny Δ_I (według Raportu nr 264-2 CCIR, New Delhi, 1970)



Rys. 16-12. Współczynnik korekcyjny $\Delta_H(50)$ (według Raportu nr 264-2 CCIR, New Delhi, 1970)



Rys. 16-13. Współczynnik korekcyjny $\delta_H(T)$ (według Raportu nr 264-2 CCIR, New Delhi, 1970)

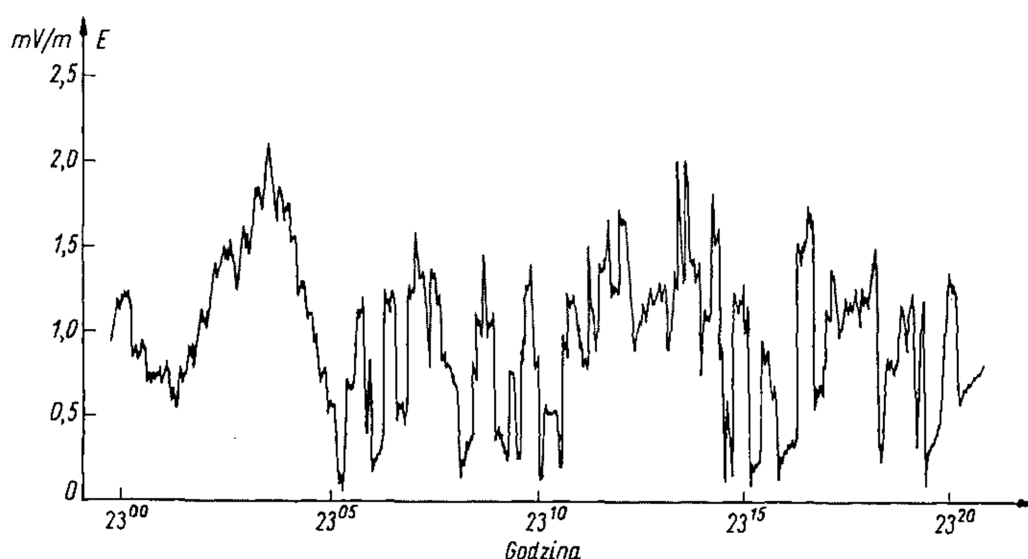
16.2.3. ZANIKI NA FALACH ŚREDNICH

Ponieważ w ciągu dnia o zasięgu fal średnich, wskutek wytłumienia fali jonosferycznej, decyduje fala powierzchniowa, dla której natężenie pola nie zależy od zmian warunków jonosferycznych, więc w ciągu dnia nie występują zaniki na falach średnich. Sytuacja zmienia się z zapadnięciem zmroku, gdy o zasięgu fal średnich zaczyna decydować fala jonosferyczna. Należy przy tym rozróżnić trzy obszary. W sąsiedztwie nadajnika natężenie pola fali powierzchniowej również w nocy jest znacznie większe od natężenia pola fali jonosferycznej i zaniki nie występują. Obszar ten nazywamy *obszarem bliskiego zasięgu* albo *pierwszą strefą odbioru*. Rozmiary obszaru bliskiego zasięgu zależą od długości fali, konduktywności ziemi oraz charakterystyki promieniowania anteny nadawczej; nie zależą natomiast od mocy nadajnika, bowiem zmiany promieniowanej mocy w jednakowym stopniu odbijają się na natężeniu pola fali powierzchniowej i fali jonosferycznej.

Obszar drugi obejmuje miejsca, gdzie natężenia pola fali powierzchniowej i fali jonosferycznej są tego samego rzędu. Ponieważ warunki propagacji fali jonosferycznej są zmienne w czasie, więc również stosunki fazowe obu fal podlegają fluktuacjom. Pola obu fal mogą się na przemian dodawać i odejmować. W rezultacie powstają silne wahania pola wypadkowego. Amplituda i częstotliwość tych wahań wzrastają przy zmniejszaniu długości fali. Przykładowo na rys. 16-14 pokazano wahania natężenia pola zarejestrowane przy odbiorze sygnałów o częstotliwości 1,08 MHz

w odległości 124 km od nadajnika. Obszar, w którym występują silne wahania natężenia pola wskutek interferencji fali powierzchniowej i fali jonosferycznej nazywamy *strefą interferencji*.

Trzeci obszar obejmuje miejsca dostatecznie odległe od nadajnika, gdzie natężenie pola fali powierzchniowej może być pominięte wobec fali jonosferycznej. Obszar ten nazywamy *obszarem dalekiego zasięgu* albo *trzecią strefą odbioru*. W obszarze dalekiego zasięgu mogą również występować zaniki powodowane zmianami warunków



Rys. 16-14. Wahania natężenia pola w obszarze bliskiego zaniku

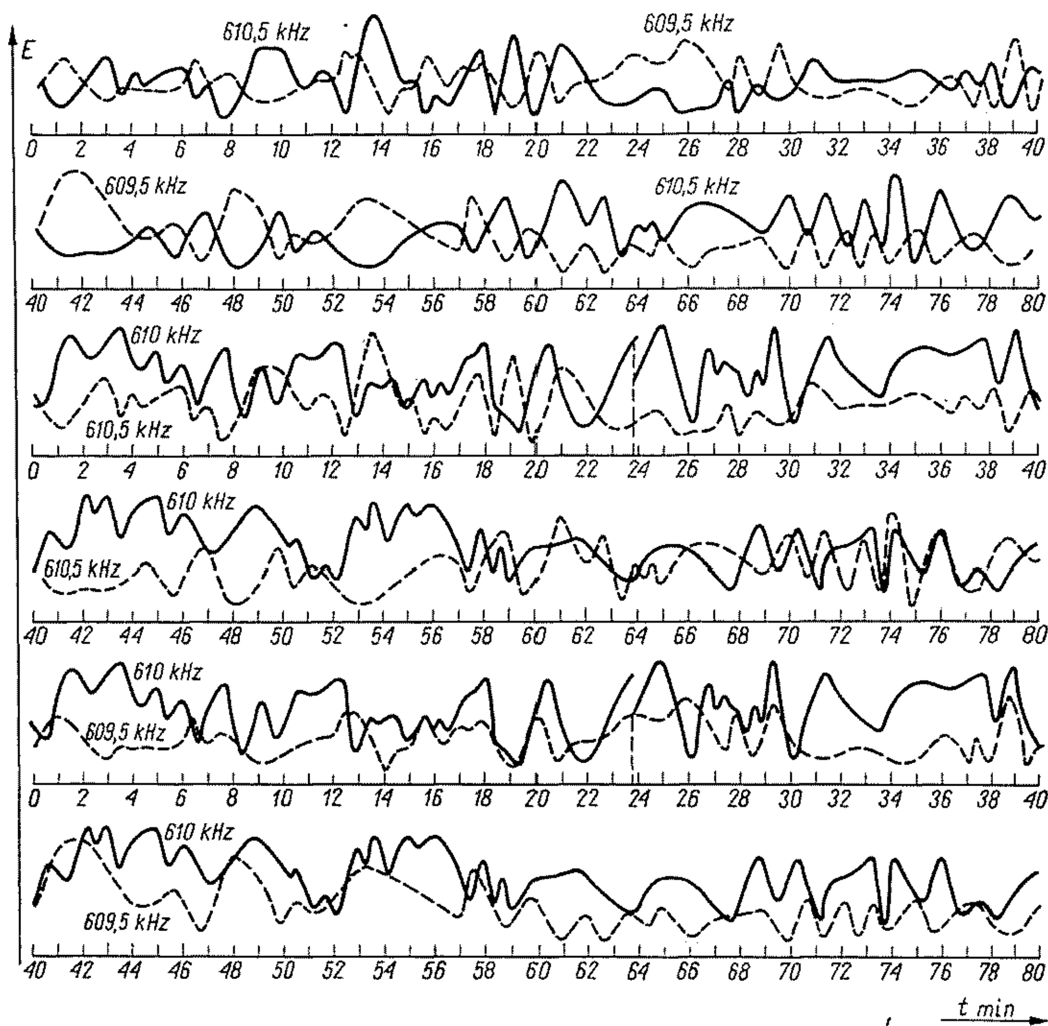
propagacji fali w jonosferze oraz interferencją fal jonosferycznych docierających do punktu odbioru różnymi drogami. Częstotliwość i amplituda wahań natężenia pola w obszarze dalekiego zasięgu są jednak znacznie mniejsze niż w strefie interferencji.

Faza fali jonosferycznej docierającej do punktu odbioru jest także funkcją częstotliwości. W przypadku sygnałów zmodulowanych możemy więc mieć do czynienia z *zanikami selektywnymi*. Zjawisko fluktuacji selektywnych ilustruje rys. 16-15, na którym przedstawiono zapis natężenia pola fali o częstotliwości 610 kHz zmodulowanej przebiegiem o częstotliwości 500 Hz [18]. Z przedstawionych wykresów widać wyraźnie, że zaniki natężenia pola fali nośnej i fal bocznych nie występują synchronicznie. Wskutek zaników selektywnych powstają zniekształcenia modulacji.

P r z y k ł a d l i c z b o w y. Dla ilustracji sposobu obliczania natężenia pola w zakresie fal średnich wyznaczymy granice zasięgu radiostacji o mocy $P = 300$ kW pracującej na częstotliwości 818 kHz. Konduktywność gruntu w obszarze działania radiostacji przyjmiemy stałą i równą 10 mS/m. Obliczenia wykonamy dla dwóch anten: $0{,}25\lambda$ i $0{,}555\lambda$.

Określimy najpierw zasięg dzienny. Posłużymy się w tym celu krzywymi CCIR propagacji fali powierzchniowej (rys. 12-19b). Interpolując między krzywymi dla częstotliwości 700 kHz i 1 MHz znajdujemy natężenia pola wytwarzane przez krótką antenę promieniującą moc 1 kW. Do okreś-

lonych w ten sposób wartości należy dodać poprawkę 24,8 dB ze względu na moc nadajnika (przy założeniu, że sprawność toru przesyłowego i anteny jest równa jedności) oraz poprawkę ze względu na zysk energetyczny anteny (względem anteny krótkiej): 0,4 dB dla anteny 0,25λ i 2,7 dB dla anteny 0,555λ. Wykresy natężenia pola fali powierzchniowej przedstawiono na rys. 16-16. W celu wyznaczenia zasięgu dziennego radiostacji musimy jeszcze znać graniczną wartość natężenia pola. Jest ona uwarunkowana przewidywanym poziomem zakłóceń. Przyjmując graniczną wartość

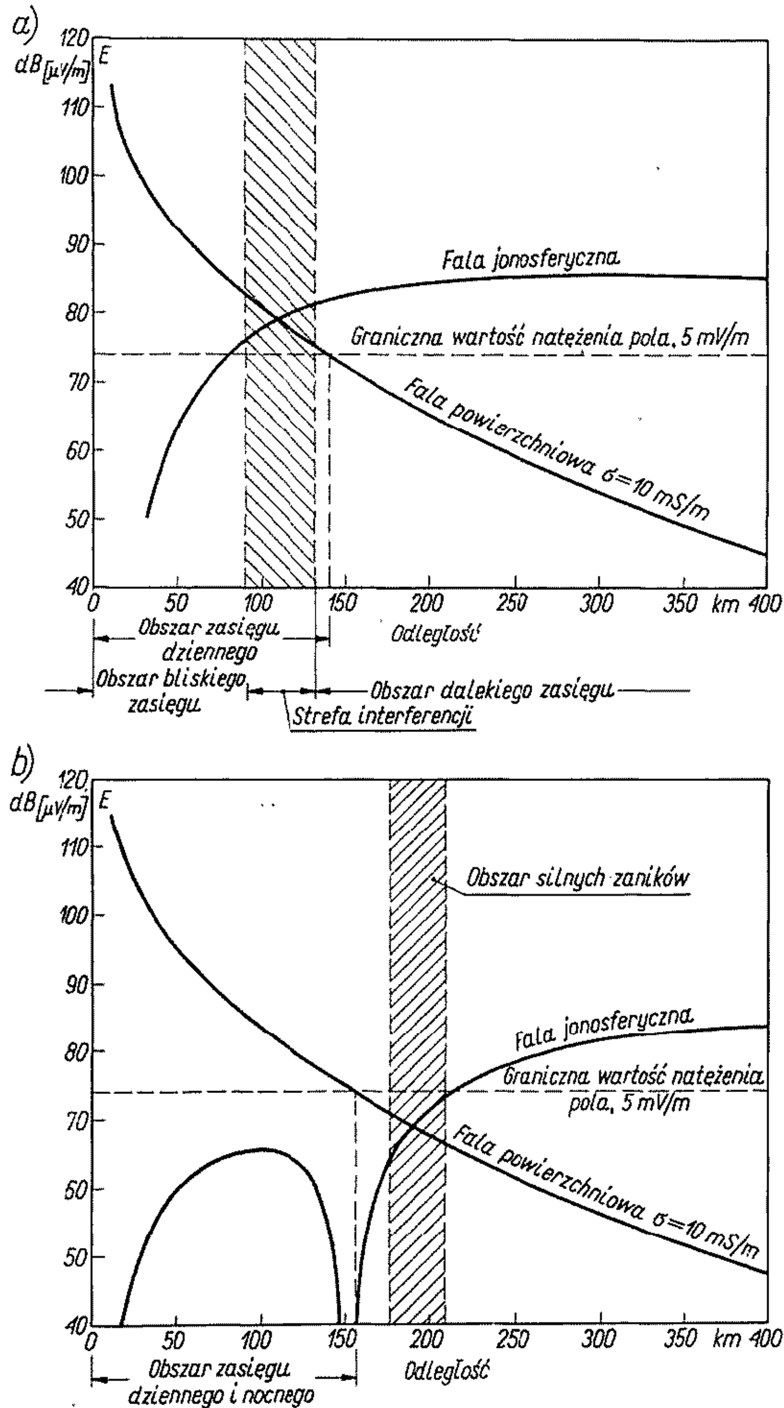


Rys. 16-15. Przebieg czasowy natężenia pola fali nośnej 610 kHz i fal bocznych 610 kHz±500 Hz ilustrujący charakter zaników selektywnych (według S. Hahn: Podstawy radiokomunikacji, WKŁ, Warszawa 1964)

natężenia pola równą 5 mV/m odczytujemy z przedstawionych wykresów zasięg dzienny radiostacji:

dla anteny 0,25λ — 140 km,
dla anteny 0,555λ — 156 km.

Jak widać, wydłużenie anteny tylko nieznacznie zwiększa zasięg dzienny radiostacji.



Rys. 16-16. Natężenie pola fali powierzchniowej i fali jonosferycznej radiostacji średniofalowej ($f = 818$ kHz) o mocy 300 kW: a) antena $0{,}25\lambda$; b) antena $0{,}555\lambda$

Przejdziemy teraz do określenia zasięgu nocnego. W celu wyznaczenia natężenia pola fali jonosferycznej posłużymy się wzorem (16-8). Przy założeniu sinusoidalnego rozkładu prądu w antenie charakterystyka promieniowania jest określona zależnością (rozdz. 3)

$$F(\Theta) = \frac{\cos(kh\cos\Theta)-\cos(kh)}{\sin\Theta}$$

przy czym h — wysokość anteny.

Wprowadzając wyrażenie na charakterystykę promieniowania do wzoru (16-8) otrzymujemy następującą zależność na natężenie pola fali jonosferycznej w mV/m, gdy R i H wyrażamy w km, a P — w kW

$$E_{sk} = \frac{347\sqrt{PG_1}}{\sqrt{R^2+4H^2}} \frac{\left[\cos\left(kh\frac{2H}{\sqrt{R^2+4H^2}}\right)-\cos(kh)\right]}{1-\cos(kh)}$$

Zakładając wysokość warstwy odbijającej $H = 100$ km i biorąc pod uwagę, że zysk energetyczny anteny $0{,}25\lambda$ jest równy 3,28, natomiast anteny $0{,}555\lambda$ równy 5,6 (przy założeniu bezstratnych anten) otrzymujemy następujące, dogodne do obliczeń, zależności:

dla anteny $0{,}25\lambda$

$$E_{sk} = \frac{54{,}5}{X}\cos\left(\frac{90^\circ}{X}\right)$$

dla anteny $0{,}555\lambda$

$$E_{sk} = \frac{36{,}8}{X}\left[0{,}94+\cos\left(\frac{200^\circ}{X}\right)\right]$$

przy czym

$$X = \sqrt{1+\left(\frac{R}{200}\right)^2}$$

Wyniki obliczeń przedstawiono wykreślnie na rys. 16-16.

Odległość, w której natężenie pola fali powierzchniowej jest o 6 dB większe od natężenia pola fali jonosferycznej będziemy uważali za granicę pierwszej strefy odbioru. Z rys. 16-16a wynika, że dla anteny $0{,}25\ \lambda$ zasięg bliski wynosi 90 km, jest więc znacznie mniejszy od zasięgu dziennego. Zastosowanie anteny przeciwzanikowej (rys. 16-16b) powoduje przesunięcie strefy interferencji aż do odległości 173 km. Ponieważ jednak dla odległości większych od 156 km natężenie pola fali powierzchniowej jest mniejsze od wartości granicznej, więc zasięg radiostacji z anteną przeciwzanikową jest taki sam w porze nocnej jak i w ciągu dnia.

16.2.4. ZJAWISKA NIELINIOWE W JONOSFERZE

Przy odbiorze niektórych stacji radiofonicznych w porze nocnej występuje zjawisko przesłuchu modulacji innej stacji radiofonicznej, pracującej na znacznie — na ogół — różniącej się częstotliwości. Zjawisko to nosi nazwę *zjawiska luksemburskiego* lub *luksembursko-gorkowskiego* od nazw radiostacji, przy pracy których zaobserwowano swego czasu występowanie przesłuchów. Zjawisko luksemburskie występuje wówczas, gdy fale od dwóch nadajników rozchodzą się w jonosferze po częściowo wspólnej drodze.

Przyczyną powstawania przesłuchu są nieliniowe zjawiska w jonosferze. Mianowicie pod wpływem silnego pola radiostacji, pracującej na częstotliwości f_1 średnia

prędkość elektronów podlega wahaniom w takt chwilowej wartości natężenia pola zmieniającej się pod wpływem modulacji. Konsekwencją zmiany prędkości ruchu elektronów jest zmiana liczby zderzeń elektronów z cząsteczkami gazu, a co za tym idzie zmiana absorpcji. Absorpcja w jonosferze zmienia się zatem w takt modulacji radiostacji pracującej na częstotliwości f_1. Jeżeli w obszarze, w którym zachodzi refrakcja fali o częstotliwości f_1 zachodzi jednocześnie refrakcja fali o częstotliwości f_2, promieniowanej przez inną radiostację, to zmieniająca się absorpcja spowoduje modulację fali o częstotliwości f_2. W efekcie na modulację własną fali f_2 nałoży się modulacja obca, pochodząca od fali f_1, co objawi się w odbiorniku w postaci przesłuchu radiostacji pracującej na znacznie nieraz różniącej się częstotliwości.

16.3. ROZCHODZENIE SIĘ FAL POŚREDNICH

Zgodnie z podziałem podanym w tabl. 11-1 i 11-2, falami pośrednimi nazywamy podzakres fal hektametrowych obejmujący częstotliwości od 1,5 do 3 MHz. Właściwości propagacyjne fal pośrednich mają charakter przejściowy pomiędzy typowymi właściwościami propagacji średniofalowej a typowymi właściwościami propagacji krótkofalowej.

Udział charakterystycznych cech propagacji średniofalowej maleje ze wzrostem częstotliwości, ustępując stopniowo miejsca cechom typowym dla rozchodzenia się fal krótkich. O przewadze jednych lub drugich właściwości decyduje, obok częstotliwości, również aktualny stan jonosfery oraz rodzaj terenu.

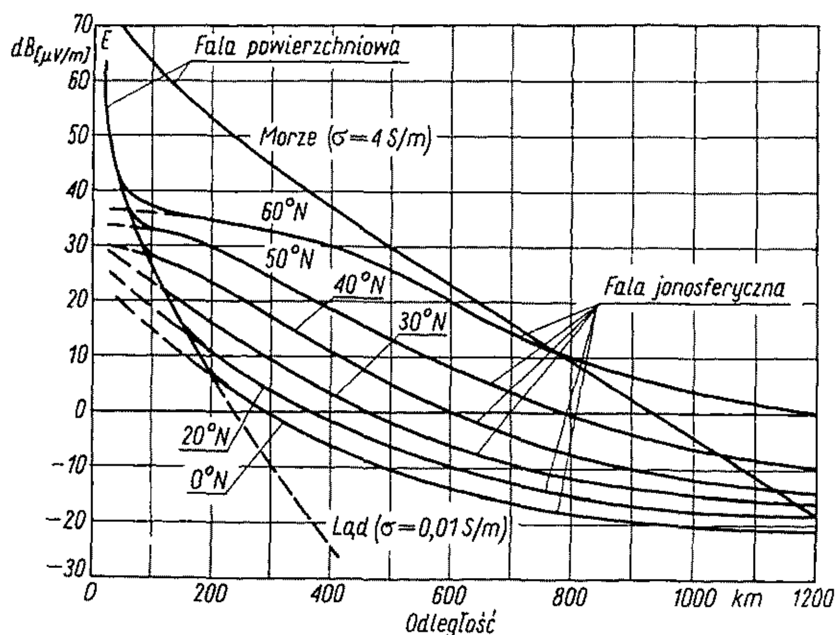
Fala powierzchniowa w zakresie częstotliwości powyżej 1,5 MHz jest już silnie tłumiona i możliwość jej wykorzystania na terenach o złej i średniej konduktywności staje się bardzo ograniczona. Poważniejsze zastosowanie znajduje fala powierzchniowa na morzu.

Jak wiadomo z uprzednio przeprowadzonych rozważań, absorpcja jonosferyczna po przekroczeniu częstotliwości rezonansu żyromagnetycznego maleje w miarę wzrostu częstotliwości. W wyniku tego fale jonosferyczne w porze dziennej nie są wytłumione całkowicie przez jonosferę. Pod tym względem warunki propagacji w jonosferze są korzystniejsze dla fal pośrednich niż dla fal średnich.

Gęstość elektronowa w obszarze E jest wystarczająca dla odbicia fal pośrednich w ciągu dnia. W porze nocnej natomiast krótsze fale pośrednie odbijają się od warstwy E tylko w przypadku wypromieniowania pod bardzo małymi kątami elewacji. Możliwe są takie warunki, w których fale pośrednie przechodzą przez warstwę E i ulegają odbiciu od warstwy F_2. Zasadniczo może mieć to miejsce tylko w porze nocnej i na większych częstotliwościach podzakresu. Ponieważ główną rolę w propagacji jonosferycznej fal pośrednich odgrywa warstwa E, zasięgi fali odbitej są ograniczone na ogół do kilku tysięcy kilometrów.

Ze względu na silne tłumienie fali powierzchniowej na terenach lądowych, fale pośrednie znajdują zastosowanie głównie w tych przypadkach, w których można

wykorzystać fale jonosferyczne. Fale powierzchniowe są wykorzystywane tylko przez radiofonię w zakresie do 1605 kHz oraz wyjątkowo w służbie lądowej ruchomej. Natomiast fale jonosferyczne w zakresie 2...4 MHz znajdują zastosowanie na trasach od kilkudziesięciu do kilkuset kilometrów, przeważnie w radiokomunikacji wewnątrzkrajowej, w łączności radiowej między lotniskami, w lotniczej służbie ruchomej bliskiego zasięgu oraz w radiofonii tropikalnej, która wykorzystuje fale pośrednie ze względu na zbyt wysoki poziom szumów atmosferycznych na falach średnich.



Rys. 16-17. Krzywe propagacji fal pośrednich w porze dziennej ($f = 2,5$ MHz, godz. 10^{00} czasu miejscowego, grudzień, liczba Wolfa $W = 5$) (według IFRB)

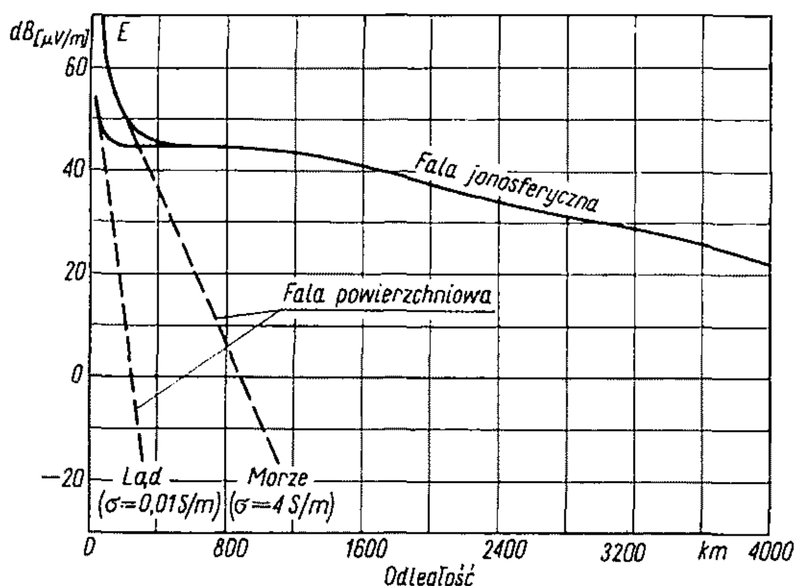
Zupełnie inaczej przedstawia się wykorzystanie fal pośrednich na morzu. Dzięki dużej konduktywności wody morskiej uzyskuje się w tym przypadku duże zasięgi fali powierzchniowej. Ponieważ jednocześnie anteny dla fal pośrednich mogą mieć znacznie mniejsze wymiary przy zachowaniu dużej sprawności, fale pośrednie są szczególnie korzystne dla służby ruchomej morskiej i szeroko wykorzystywane dla radiotelefonii bliskiego zasięgu, szczególnie przez jednostki rybackie.

Na rysunku 16-17 przedstawiono dla przykładu krzywe propagacji dla częstotliwości 2,5 MHz w porze dziennej, opracowane przez IFRB[1)], przy czym parametrem jest szerokość geograficzna [20]. Ponieważ absorpcja warstwy E maleje z szerokością geograficzną, natężenie pola odpowiednio wzrasta. Jak widać, w umiarkowanych szerokościach geograficznych przewaga fali jonosferycznej nad falą powierzchniową

[1)] IFRB — International Frequency Registration Board (Międzynarodowa Izba Rejestracji Częstotliwości).

na lądzie następuje już w odległościach rzędu kilkudziesięciu kilometrów. Natomiast na morzu fala powierzchniowa dominuje jeszcze w odległości rzędu 1000 kilometrów.

Na rysunku 16-18 przedstawiono krzywe propagacji fal pośrednich w porze nocnej. Absorpcja w porze nocnej jest mała i nie zależy od szerokości geograficznej. Obszar działania fali jonosferycznej zaczyna się bliżej niż w porze dziennej.



Rys. 16-18. Krzywe propagacji fal pośrednich w porze nocnej ($f = 3$ MHz, godz. 0^{00} czasu miejscowego, grudzień, liczba Wolfa $W = 5$) (według IFRB)

16.4. ROZCHODZENIE SIĘ FAL KRÓTKICH

Fale krótkie obejmują zakres częstotliwości od 3 do 30 MHz (λ = 100...10 m).

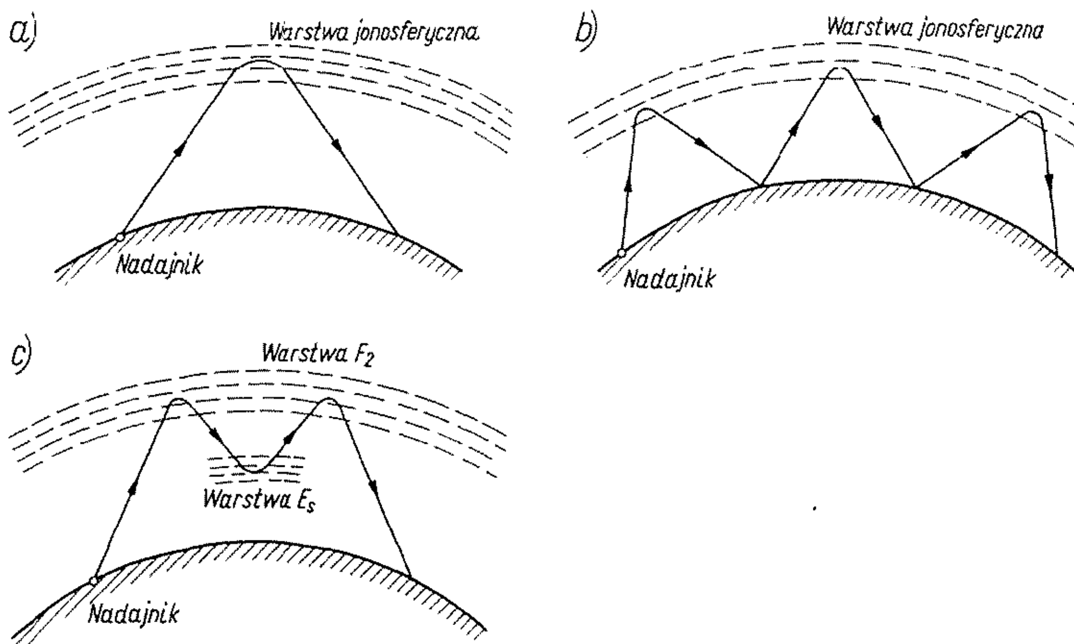
Zasięg fali powierzchniowej w zakresie fal krótkich jest znikomo mały ze względu na znaczne tłumienie wnoszone przez powierzchniowe warstwy gruntu oraz ze względu na krzywiznę ziemi. W odległości kilkudziesięciu kilometrów od nadajnika (dla fal 100 m) do kilku kilometrów (dla fal 10 m) odbiór jest już, praktycznie biorąc niemożliwy. Jednakże na fali jonosferycznej odbiór na falach krótkich jest możliwy na bardzo dużych odległościach. Z tego względu fale krótkie są głównie wykorzystywane dla celów dalekosiężnej radiokomunikacji o zasięgu ogólnoświatowym.

Sposób rozchodzenia się fali jonosferycznej w zakresie fal krótkich objaśnia rys. 16-19a. Rysunek ten dotyczy jednorazowego odbicia od jonosfery, czyli tzw. *transmisji jednoskokowej*.

Fale krótkie mogą się jednak odbić wielokrotnie od jonosfery i od ziemi w sposób uwidoczniony na rys. 16-18b. Ten sposób propagacji nazywamy *transmisją wieloskokową*. Dzięki transmisji wieloskokowej fale krótkie mają zasięg światowy (odległości rzędu kilkunastu tysięcy kilometrów).

Fale krótkie są odbijane głównie przez warstwę F_2, a w pewnych okresach czasu — przez warstwy E, E_s i F_1.

Zasadnicze właściwości propagacji fal krótkich wynikają z faktu, że wszystkie częstotliwości krytyczne i maksymalne dla jonosfery leżą w zakresie fal krótkich. W związku z tym nie można na przykład stosować dowolnej częstotliwości dla zapewnienia łączności między dwoma punktami w określonym przedziale czasowym.



Rys. 16-19. Sposoby rozchodzenia się fali jonosferycznej w zakresie fal krótkich: a) transmisja jednoskokowa; b) transmisja wieloskokowa; c) transmisja typu M

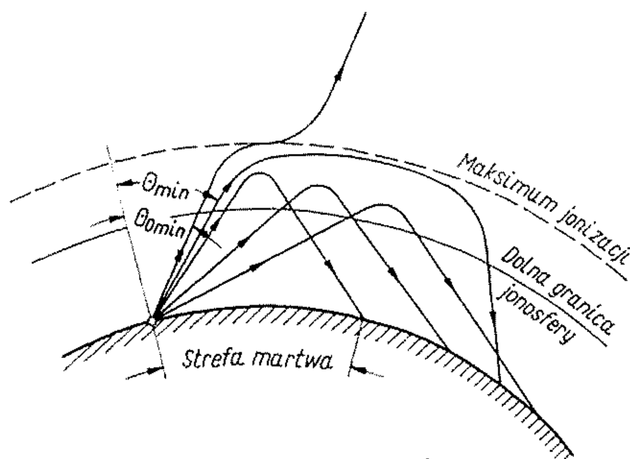
Największą częstotliwość, przy której można jeszcze nawiązać łączność między dwoma punktami, nazywamy *maksymalną częstotliwością użytkową* i oznaczamy przez MUF[1].

Fale krótkie podlegają w jonosferze tłumieniu. Tłumienie to zachodzi głównie w dolnych warstwach jonosfery, a więc w warstwach D i E. Z fal odbijanych przez warstwę F_2 najmniejszemu tłumieniu przy przenikaniu przez warstwę E podlegają fale o częstotliwości bliskiej MUF. Ze wzrostem długości fali tłumienie zwiększa się. Zakres częstotliwości użytkowych jest więc ograniczony od góry przez MUF, a od dołu przez duże tłumienie wnoszone przez niższe obszary jonosfery. Przy zmniejszaniu częstotliwości tłumienie wprowadzane przez jonosferę uniemożliwia nawiązanie łączności. Najmniejsza częstotliwość, która z uwagi na tłumienie może być jeszcze użyta do zapewnienia transmisji na daną odległość, nosi nazwę *najmniejszej częstotliwości użytkowej* i jest oznaczana skrótem LUF[2].

[1] Skrót nazwy angielskiej — Maximal Usable Frequency.
[2] Skrót nazwy angielskiej — Lowest Usable Frequency.

Należy jednak pamiętać, że gdy częstotliwość jest większa od MUF, wówczas fala przenika przez warstwę F_2 i nawet bardzo duże zwiększenie mocy nadajnika nie doprowadzi do nawiązania połączenia. Natomiast gdy częstotliwość jest bliska LUF, wówczas można zwiększone tłumienie skompensować zwiększeniem mocy nadajnika.

Najbardziej dogodna do nawiązania łączności jest częstotliwość nieco mniejsza od MUF, gdyż podlega ona małemu tłumieniu. Zbytnie zbliżanie się do MUF nie jest wskazane, gdyż w razie chwilowego zmniejszenia MUF może nastąpić *zanik*



Rys. 16-20. Powstawanie strefy martwej przy rozchodzeniu się fal krótkich

całkowity, tzn. *zanik jonizacji granicznej*. Przyjmuje się, że *optymalna częstotliwość robocza* (nazywana także *optymalną częstotliwością trafiku*), oznaczona międzynarodowo skrótem FOT[1] wynosi

$$FOT = 0{,}85 \text{ MUF}$$

Piętnastoprocentowy margines w stosunku do MUF wystarcza do zapewnienia małego prawdopodobieństwa zaników jonizacji granicznej, przy równoczesnym małym tłumieniu sygnału w warstwie E.

Charakterystycznym zjawiskiem towarzyszącym propagacji fal krótkich jest występowanie *stref martwych*, zwanych również strefami milczenia. Powstawanie stref martwych wyjaśnia rys. 16-20. Przypuśćmy, że fala o częstotliwości f pada na jonosferę pod dostatecznie dużym kątem Θ, takim aby zachodziło odbicie fali. Jeśli teraz przy ustalonej częstotliwości będziemy zmniejszali kąt padania fali, to zgodnie z prawem secansa (14-28) wysokość H punktu odbicia będzie się zmieniała tak, aby było spełnione równanie

$$f = f_0(H)\sec\Theta \tag{16-13}$$

Przy zmniejszeniu kąta padania odbicie będzie następowało na coraz większej wysokości, a promień odbity początkowo będzie padać na ziemię w coraz mniejszej odległości od nadajnika. Jednakże zwiększeniu wysokości punktu odbicia, a więc

[1] Skrót nazwy francuskiej — Frequénce Optimum de Traffic.

zbliżaniu się do maksimum gęstości elektronowej, towarzyszy wzrost promienia krzywizny trajektorii fali (maleje dN/dH). W związku z tym począwszy od pewnej wartości kąta padania $\Theta = \Theta_{min}$ zmniejszanie tego kąta spowoduje oddalanie się punktu padania promienia odbitego na powierzchnię ziemi. Będzie tak się działo aż do wartości $\Theta = \Theta_{0\,min}$, przy której ustalona częstotliwość fali stanie się częstotliwością maksymalną jonosfery. Dalsze zmniejszanie kąta padania spowoduje oczywiście przenikanie fali przez jonosferę. Najmniejsza odległość od nadajnika, na którą zbliża się punkt padania promienia odbitego, nosi nazwę *uskoku*. Ponieważ zasięg fali powierzchniowej nie przekracza kilkudziesięciu kilometrów, a wartość uskoku wynosi przeciętnie kilkaset kilometrów lub więcej, istnieje *strefa martwa* (strefa milczenia) rozciągająca się w odległości od kilkudziesięciu do kilkuset i więcej kilometrów od nadajnika, w której natężenie pola, praktycznie biorąc, jest równe zeru.

Przy wypromieniowaniu poziomym promień odbity od warstwy F_2 pada w odległości około 4000 km od nadajnika; dla warstwy E — odległość ta wynosi około 2000 km. Transmisja jednoskokowa przy odbiciu od warstwy F_2 może więc mieć maksymalny zasięg 4000 km, a przy odbiciu od warstwy E — 2000 km. Odległości te są przyjmowane jako odniesienie dla nazywania tras, *trasą krótką* lub *trasą długą*. Również mapy jonosferyczne (p. 16.4.4.) są opracowywane dla wymienionych odległości.

16.4.1. REGULARNE ZMIANY WARUNKÓW PROPAGACJI FAL KRÓTKICH

Stan jonosfery zależy od kąta padania promieni słonecznych oraz od aktywności słonecznej, dlatego też pora doby, pora roku i faza jedenastoletniego cyklu aktywności słonecznej decydują o warunkach propagacyjnych w zakresie fal krótkich. Warunki propagacyjne z kolei decydują o wartości MUF i LUF na trasie oraz o poziomie natężenia pola w miejscu odbioru.

Pomijając anormalne warunki propagacji fal krótkich, można stwierdzić, że wpływ pory doby, pory roku i aktywności słonecznej na MUF objawia się w następujący sposób:

— wartości MUF są większe w porze dziennej niż w porze nocnej;

— wartości MUF w porze nocnej są większe w lecie niż w zimie;

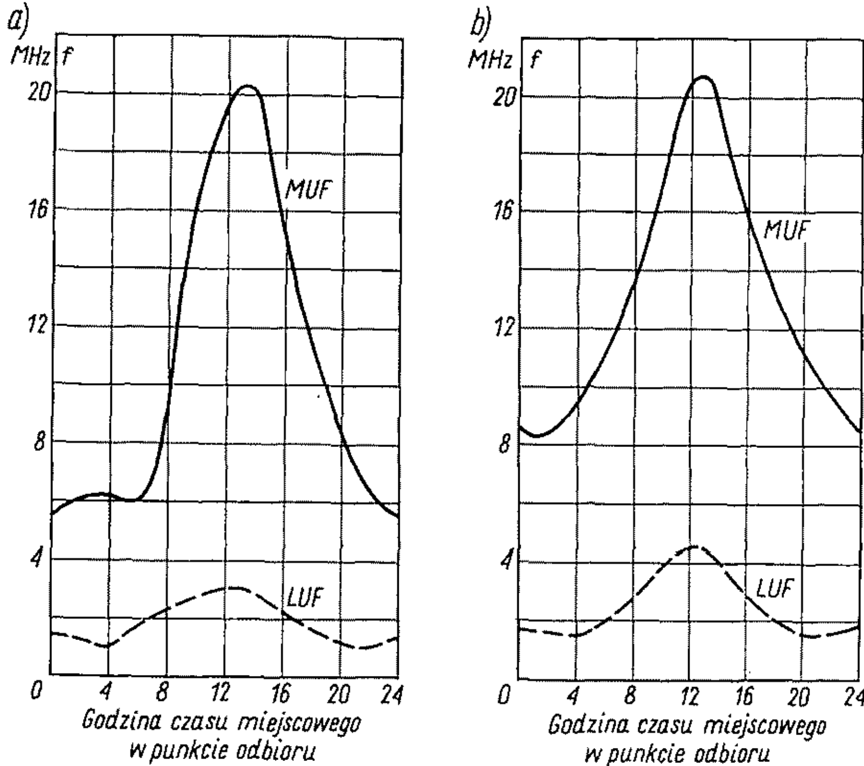
— wartości MUF w porze dziennej dla warstwy F_2 są większe w zimie niż w lecie; dla innych warstw wartości dzienne MUF są większe w lecie niż w zimie;

— wartości MUF są większe w okresach silnej aktywności słonecznej niż w okresach słabej aktywności.

Na trasach krótkich przebieg dobowy MUF charakteryzuje się wzrostem w godzinach przedpołudniowych i spadkiem w godzinach popołudniowych czasu miejscowego środka trasy. W porze zimowej przebieg MUF dla warstwy F_2 charakteryzuje się wysokim maksimum i niskim minimum oraz znaczną stromością w okresach przejściowych. W porze letniej przebieg dobowy MUF jest bardziej wyrównany.

Krzywe LUF na trasach krótkich przebiegają w sposób nieskomplikowany, wykazują zawsze maksimum w godzinach południowych i spadają poniżej zakresu fal krótkich w porze nocnej. Na trasach długich krzywe LUF mają przebiegi nieregularne.

Przykładowe dobowe przebiegi MUF i LUF dla grudnia i czerwca pokazano na rys. 16-21.



Rys. 16-21. Przykładowy przebieg dobowy wartości MUF i LUF na trasie krótkiej (1500 km): a) grudzień; b) czerwiec

16.4.2 SZCZEGÓLNE WARUNKI PROPAGACJI FAL KRÓTKICH

Odbicia od warstw sporadycznych. Istnieje określone prawdopodobieństwo nawiązania łączności za pomocą odbić od warstw sporadycznych, przy czym najważniejsza rola przypada warstwie sporadycznej E_S. Gęstość elektronowa warstwy E_S bywa niekiedy tak duża, że jej częstotliwość krytyczna jest większa od częstotliwości krytycznej warstwy F_2. Wyższe warstwy jonosferyczne są wówczas całkowicie ekranowane przez warstwę E_S nawet dla częstotliwości dochodzących do 65 MHz (w strefie zwrotnikowej w latach dużej aktywności Słońca). Niekiedy znów warstwa E_S jest tak cienka, że — pomimo znacznych lokalnych zagęszczeń w postaci jak gdyby obłoków elektronowych — staje się półprzezroczysta. Odbicia zachodzą wówczas równocześnie od warstwy F_2 lub F_1 i od warstwy E_S. Prawdopodobieństwo pojawienia się warstwy E_S jest na tyle duże, że propagacja dalekosiężna w zakresie

częstotliwości poniżej 15 MHz przez 25...50% czasu odbywa się za pośrednictwem warstwy E_S. Praktyczne znaczenie odbić sporadycznych polega głównie na tym, że rozszerzają one zakres częstotliwości możliwych do wykorzystania, ponieważ MUF dla warstwy E_S z reguły przewyższa MUF dla warstwy E, a często bywa większa od MUF dla warstwy F_2, zwłaszcza w porze nocnej, w okresach słabej aktywności słonecznej.

Propagacja pozaortodromowa. Bez względu na sposób propagacji fale krótkie rozchodzą się w normalnych warunkach jonosferycznych zasadniczo po ortodromach. Mówiąc ściślej, trajektoria fali jonosferycznej leży normalnie w płaszczyźnie wielkiego koła kuli ziemskiej. W praktyce radiokomunikacyjnej często obserwuje się odchylenia rzeczywistej drogi fali od ortodromy. Przypadek taki nazywamy propagacją pozaortodromową.

Jedną z przyczyn propagacji pozaortodromowej jest falistość jonosfery. Jak wiemy, wysokość pozorna warstwy jonosferycznej nie jest wielkością stałą w czasie. Poważniejsze zmiany wysokości warstw jonosferycznych zachodzą zwłaszcza w okresach wschodu i zachodu Słońca, gdy ulegają zmianie średnie gęstości elektronowe. Wówczas na przejściu pomiędzy obszarem oświetlonym a obszarem zacienionym następuje nachylenie pułapu jonosfery. Odbicie od warstwy nachylonej powoduje czasowe odchylenie trajektorii fali od ortodromy. Odchylenie od ortodromy może wyniknąć również wskutek odbić od nachylonych względem poziomu terenów w miejscu odbicia fali od ziemi.

Zaburzenia jonosferyczne. Przyczyną zaburzeń stanu jonosfery ziemskiej są strumienie cząstek, wysyłanych od czasu do czasu w dużych ilościach przez Słońce w wyniku wzmagającej się doraźnie, ponad przeciętną dla danego okresu normę, aktywności słonecznej. Bombardowanie korpuskularne najsilniej oddziałuje na warstwę F_2. Podczas burzy jonosferycznej maleje na ogół gęstość elektronowa i częstotliwość krytyczna tej warstwy, a wzrasta jej wysokość pozorna. Jednocześnie wzrasta absorpcja niedewiacyjna w niższych warstwach jonosfery, głównie w warstwie D. Burza jonosferyczna trwa zazwyczaj od kilku godzin do paru dni, przeważnie jednak nie dłużej niż dwie doby. Powrót jonosfery do stanu normalnego następuje stopniowo; w razie poważniejszych zaburzeń ich skutki trwają jeszcze przez kilka dni. Częstotliwość występowania burz jonosferycznych jest związana z przebiegiem jedenastoletniego cyklu aktywności słonecznej. Najwięcej zaburzeń występuje w latach maksimum plam słonecznych. Zdarza się, że burze jonosferyczne następują po sobie w tak krótkich odstępach czasu, iż jonosfera nie zdąży wrócić do stanu normalnego. Wskutek tego złe warunki łączności krótkofalowej utrzymują się przez dłuższy przeciąg czasu.

Szczególnym rodzajem zaburzenia jonosferycznego jest *zjawisko zaniku powszechnego*, inaczej zwane zjawiskiem Mögel-Dellingera. Polega ono na nagłym wzroście jonizacji warstwy D, co powoduje gwałtowny wzrost absorpcji i zanik odbioru fal krótkich, na całej półkuli ziemskiej oświetlonej przez Słońce. Zanik powszechny jest normalnie krótkotrwały; czas trwania zawiera się od kilku minut do 2...3 godzin.

Najdłużej zanik powszechny trwa na mniejszych częstotliwościach krótkofalowych, najszybciej kończy się na częstotliwościach największych. Przyczyną zaniku powszechnego są wybuchy gazów na Słońcu, objawiające się w postaci rozbłysków chromosferycznych. W czasie rozbłysku wzmaga się gwałtownie promieniowanie ultrafioletowe, a także korpuskularne i kosmiczne, którego źródłem jest Słońce. Właściwy zanik powszechny jest spowodowany przez wzmożone promieniowanie ultrafioletowe, które biegnąc z prędkością światła dochodzi do Ziemi po upływie 8 minut od chwili rozbłysku. Natomiast korpuskuły biegnąc ze znacznie mniejszą prędkością, rzędu 1600 km/s, docierają do jonosfery ziemskiej po 20...30 godzinach. Często więc w kilkadziesiąt godzin po zaniku powszechnym występują burze jonosferyczne.

Zjawisko Dopplera. W okresach silnego przyrostu lub ubytku gęstości elektronowej w jonosferze wysokość warstwy jonosferycznej może szybko zmieniać się w czasie. Jak wiemy, gdy fale są wysyłane przez ruchome źródło lub odbijane przez ruchomą powierzchnię, wówczas nieruchomy obserwator (antena odbiorcza) dostrzega zmianę częstotliwości fali. Jeżeli prędkość zmiany wysokości pozornej jonosfery v_j jest dużo mniejsza od prędkości światła w próżni ($v_j \ll c$), to przyrost częstotliwości wywołany efektem Dopplera wyraża się wzorem

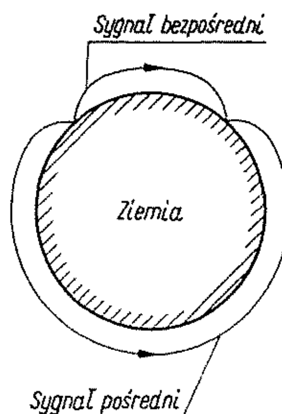
$$\Delta f = 2f\frac{v_j}{c}\sin\gamma \qquad (16\text{-}14)$$

przy czym:

f — częstotliwość fali padającej;

γ — kąt elewacji.

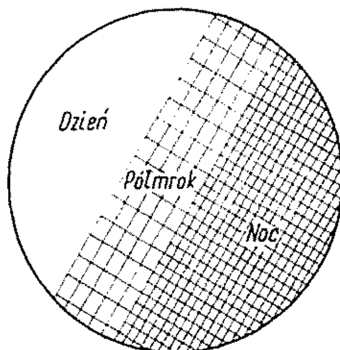
Przyrost częstotliwości jest dodatni wówczas, gdy wysokość pozorna warstwy jonosferycznej maleje, zaś ujemny — gdy wysokość pozorna wzrasta. W zakresie fal krótkich obserwuje się zmiany częstotliwości dochodzące do kilku kiloherców.



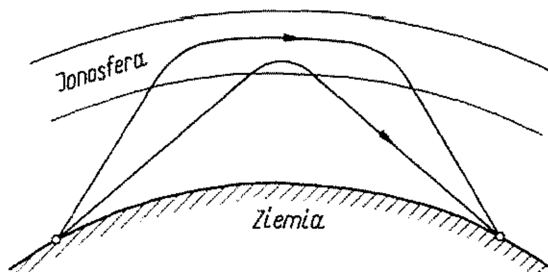
Rys. 16-22. Sygnał bezpośredni i sygnał pośredni przy odbiorze fal krótkich

Zjawisko echa. W radiokomunikacji krótkofalowej sygnał z nadajnika może docierać do odbiornika od strony krótszego łuku w płaszczyźnie wielkiego koła przechodzącego przez punkt nadawania i odbioru (rys. 16-22). Jest to *sygnał bezpośredni*. Sygnał może także dotrzeć do odbiornika od strony dłuższego łuku

w płaszczyźnie wielkiego koła. Jest to *sygnał pośredni.* Sygnał pośredni dociera do odbiornika później niż sygnał bezpośredni. Jeżeli nadajnik wyśle krótki impuls, to odbiornik zarejestruje sygnał bezpośredni, a po pewnym czasie — sygnał pośredni. Nadejście sygnału pośredniego nazywane jest *echem.* Sygnały mogą być także odebrane przez odbiornik po jednorazowym lub wielokrotnym okrążeniu ziemi. Sygnał okrężny bezpośredni dociera do odbiornika od strony krótszego łuku po okrążeniu ziemi. Sygnał okrężny pośredni dociera do odbiornika od strony dłuż-



Rys. 16-23. Obszar półmroku, w którym na całej kuli ziemskiej panują podobne warunki rozchodzenia się fal krótkich



Rys. 16-24. Przyczyną ech bliskich jest wielodrogowość sygnału docierającego do odbiornika

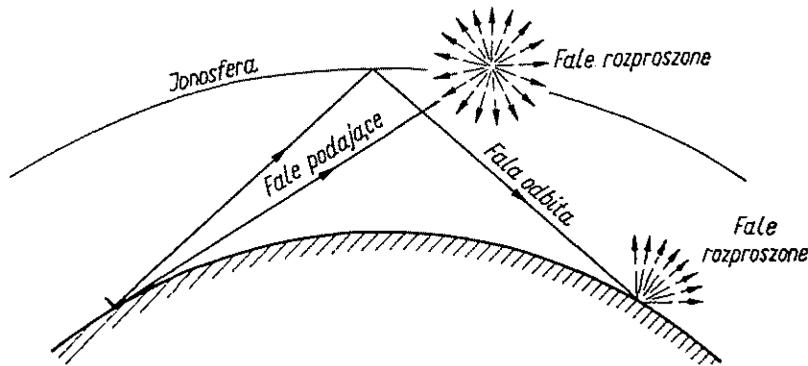
szego łuku po okrążeniu ziemi. Czas okrążenia przez sygnał kuli ziemskiej po wielkim kole wynosi ok. 0,14 s. Na każde 1000 km różnicy dróg sygnału bezpośredniego i sygnału pośredniego wypada odstęp czasowy równy około 3 ms.

Zjawisko echa występuje najczęściej, gdy w płaszczyźnie koła wielkiego panują jednakowe warunki jonosferyczne. Warunki takie istnieją w obszarze półmroku, rozdzielającym półkulę oświetloną i zaciemnioną (rys. 16-23). Echa obserwuje się więc głównie na liniach radiokomunikacyjnych, łączących punkty położone w obszarze półmroku.

Prócz opisanych wyżej ech, nadchodzących po czasie rzędu ułamków sekundy, obserwuje się echa nadchodzące po czasie rzędu 1 ms. Są to tzw. echa bliskie. Powstają one wówczas, gdy do odbiornika docierają dwa promienie wzdłuż różnych dróg (rys. 16-24).

Echo jest w radiokomunikacji zjawiskiem niepożądanym. W radiotelegrafii echo powoduje błędy tekstu. W radiotelefonii echo objawia się przy odbiorze w postaci pogłosu, podobnego do pogłosu w dużej sali o małym tłumieniu akustycznym.

Rozpraszanie fali jonosferycznej. Fala jonosferyczna krótkofalowa podlega rozproszeniu na niejednorodnościach jonosfery oraz na niejednorodnościach powierzchni ziemi (rys. 16-25). Dzięki rozproszeniu jonosferycznemu na falach krótkich można nawiązać łączność przy zastosowaniu fal o częstotliwości większej od MUF. Rozproszenie jonosferyczne jest wykorzystywane w zakresie fal ultrakrótkich. Rozpraszanie fali jonosferycznej na powierzchni ziemi powoduje pojawienie się *zwrotnej fali rozproszonej.* Zjawisko fali zwrotnej może być wykorzystane do dookólnego sondażu jonosfery metodą radarową przez wysyłanie krótkich impulsów w kierunku jonosfery i rejestrację fali zwrotnej.



Rys. 16-25. Rozpraszanie fal krótkich w jonosferze oraz na powierzchni ziemi

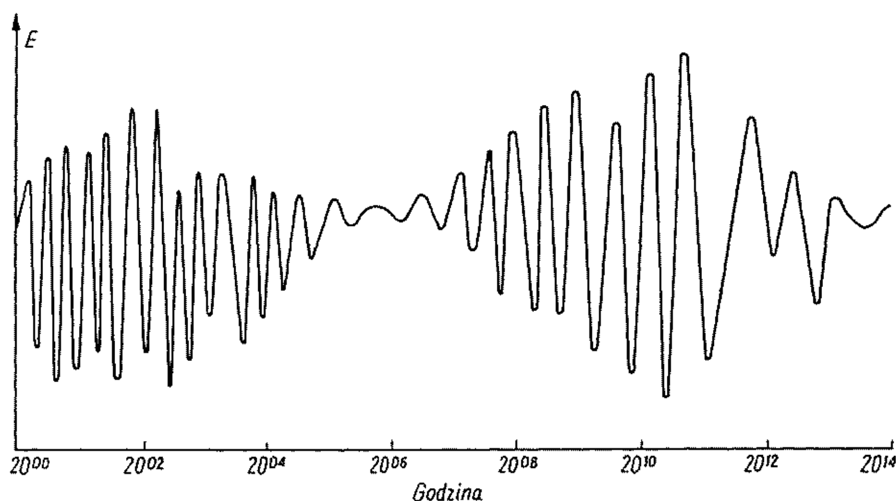
16.4.3. ZANIKI PRZY ODBIORZE FAL KRÓTKICH

Zaniki przy odbiorze fal krótkich mają charakter znacznie bardziej dokuczliwy niż zaniki przy odbiorze fal średnich. Wskutek małej stabilności warstwy F_2 oraz z powodu wielodrogowości sygnału, przy odbiorze fal krótkich występują częste i głębokie zmiany natężenia pola. Zaniki przy odbiorze fal krótkich w zależności od przyczyn, które powodują ich występowanie, mają różny przebieg.

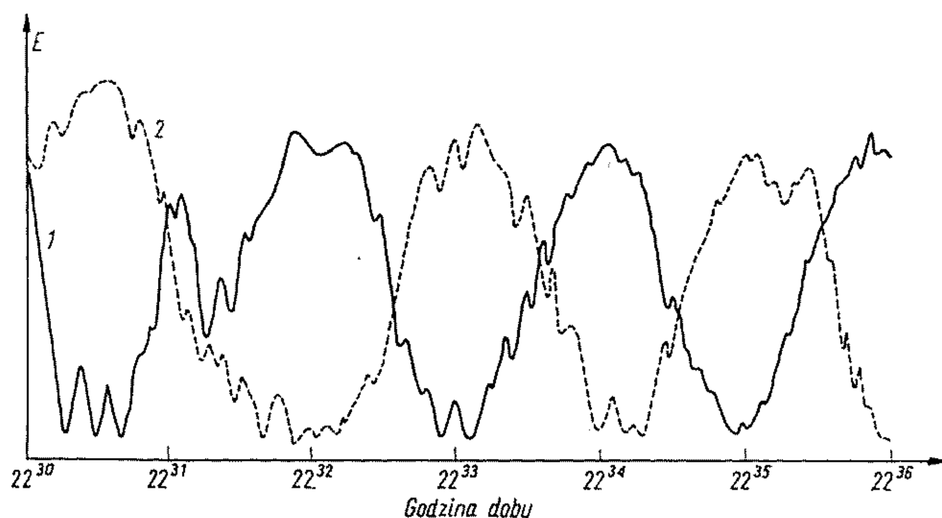
Zanik interferencyjny jest powodowany interferencją promieni, które dotarły do miejsca odbioru różnymi drogami. Charakter zaników interferencyjnych objaśnia przebieg z rys. 16-26.

Zanik polaryzacyjny powstaje przy interferencji w miejscu odbioru promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego, które powstały wskutek rozszczepienia promienia padającego na jonosferę pod wpływem ziemskiego pola magnetycznego. Jak wiemy, promień zwyczajny i promień nadzwyczajny są spolaryzowane kołowo z przeciwnymi skrętnościami. Ponieważ amplitudy obu promieni są nierówne (podlegają one niejednakowemu tłumieniu w jonosferze), więc wypadkowe natężenie pola ma polary-

zację eliptyczną. Wskutek wahań przesunięć fazowych obu składowych kierunek osi głównej elipsy ustawicznie się zmienia. Ponieważ antena odbiera jedynie składową o określonej polaryzacji, np. pionowej, więc zmiana kierunku polaryzacji jest równoważna zmianie natężenia pola. Fluktuacje płaszczyzny polaryzacji można



Rys. 16-26. Przebieg czasowy natężenia pola przy zanikach interferencyjnych



Rys. 16-27. Wykres ilustrujący zaniki polaryzacyjne
1 — przebieg czasowy napięcia indukowanego w antenie pionowej; *2* — przebieg czasowy napięcia indukowanego w antenie poziomej

wykryć za pomocą dwóch odbiorników, zasilanych z anten o wzajemnie prostopadłych kierunkach polaryzacji. Z natury zaniku polaryzacyjnego wynika, że kiedy w jednej antenie sygnał osiąga minimum, w drugiej osiąga wtedy maksimum i odwrotnie.

Na rysunku 16-27 przedstawiono przykładowy przebieg napięć indukowanych w antenach: pionowej i poziomej w funkcji czasu. Cechą charakterystyczną zaników polaryzacyjnych są regularne, prawie okresowe zmiany natężenia pola.

Zanik absorpcyjny jest powodowany wahaniami tłumienia fali przez warstwę E. Występuje on głównie około południa, gdy gęstość elektronowa warstwy E, a więc i tłumienie są największe. Zmiany natężenia pola przy zaniku absorpcyjnym są powolne, a wartość średnia natężenia pola jest niewielka ze względu na duże tłumienie.

Zanik graniczny występuje wówczas, gdy częstotliwość transmisji jest bliska MUF. Przy chwilowych wahaniach gęstości elektronowej wartość MUF ulega zmianom i w pewnych okresach może być mniejsza od częstotliwości sygnału. Cechą charakterystyczną zaniku granicznego są znaczne wartości natężenia pola tuż przed wystąpieniem zaniku, gdyż tłumienie fal o częstotliwościach bliskich MUF jest małe.

Zanik uskokowy zachodzi w miejscach znajdujących się w pobliżu uskoku danej fali, jeśli granica między strefą martwą a strefą odbioru waha się.

Opisane rodzaje zaników rzadko występują z osobna. Przeciętnie istnieje jednocześnie kilka przyczyn występowania zaników.

Zaniki mogą mieć charakter synchroniczny lub selektywny. Przy *zaniku synchronicznym* natężenie pola wszystkich składowych fali zmodulowanej ulega jednakowym wahaniom. Przy *zaniku selektywnym* przeciwnie, zmiany natężenia pola poszczególnych składowych widma są różne.

16.4.4. WYZNACZANIE CZĘSTOTLIWOŚCI ROBOCZYCH DLA LINII RADIOKOMUNIKACYJNYCH NA FALACH KRÓTKICH

Obliczanie maksymalnej częstotliwości użytkowej. Dobranie dla danej trasy radiokomunikacyjnej właściwej częstotliwości roboczej ma decydujące znaczenie, gdy chodzi o pewność połączenia. Częstotliwości robocze powinny być zbliżone do FOT. Znajomość zmienności dobowej FOT decyduje więc o doborze fal roboczych dla poszczególnych części doby. Ponieważ przyjmuje się, że FOT = 0,85MUF, więc należy wyznaczyć dla danej trasy MUF dla każdej godziny doby.

Z metod wyznaczania MUF dla danej dowolnej trasy radiokomunikacyjnej najbardziej przyjęła się metoda oparta na *ślepych mapach jonosferycznych.*

Mapy jonosferyczne podają MUF naniesione na mapę świata w rzucie Merkatora lub innym rzucie walcowym. Mapy są ślepe, tj. zamiast szerokości geograficznej jest podany czas miejscowy. Mapy takie są przygotowywane na podstawie wyników sondowań jonosfery, dokonywanych przez stacje jonosferyczne rozmieszczone na całym świecie. Na podstawie wyników uzyskanych z paru miesięcy wstecz układa się mapy przewidujące stan jonosfery do trzech miesięcy naprzód. Dane liczbowe z map noszą nazwę *prognoz jonosferycznych.* Prognozy jonosferyczne są oparte na założeniu średnich normalnych warunków miesięcznych. Prognozy te nie uwzględniają zjawisk anomalnych, jak burze jonosferyczne lub zanik powszechny.

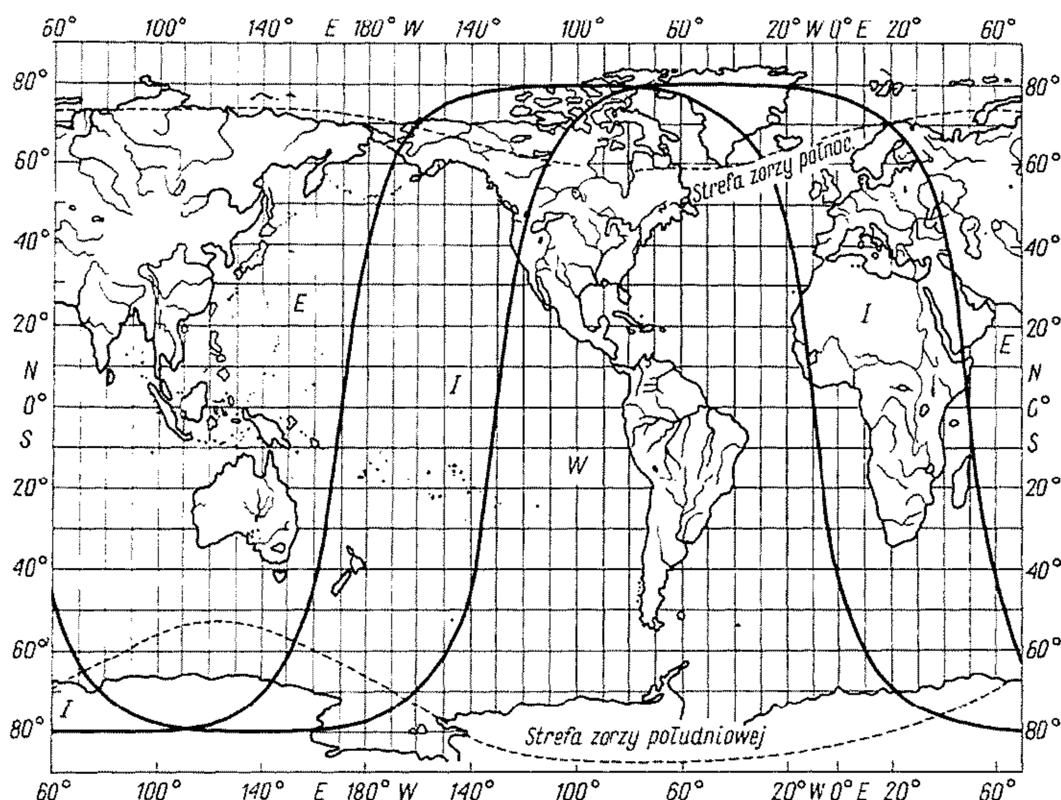
Przy zestawieniu wyników sondowań jonosferycznych z całego świata okazało się, że stan jonosfery dla jednakowych szerokości geograficznych i jednakowego czasu miejscowego nie jest jednakowy. Przyczyną tego zjawiska, zwanego *efektem długościowym,* są nierównomierności ziemskiego pola magnetycznego. Przy sporzą-

dzaniu map jonosferycznych zaszła więc konieczność podziału powierzchni ziemi na trzy obszary, oznaczone literami *F*, *I* oraz *W*, dla których są sporządzane osobne mapy. Mapa świata z naniesionymi granicami obszarów jest pokazana na rys. 16-28.

Mapy prognoz jonosferycznych są sporządzane dla warstwy F_2 w dwóch wariantach:

1) mapa F_2-0 — MUF dla wypromieniowania pionowego, a więc dla zerowej odległości od nadajnika;

2) mapa F_2-4000 — MUF dla promienia o uskoku wynoszącym 4000 km.



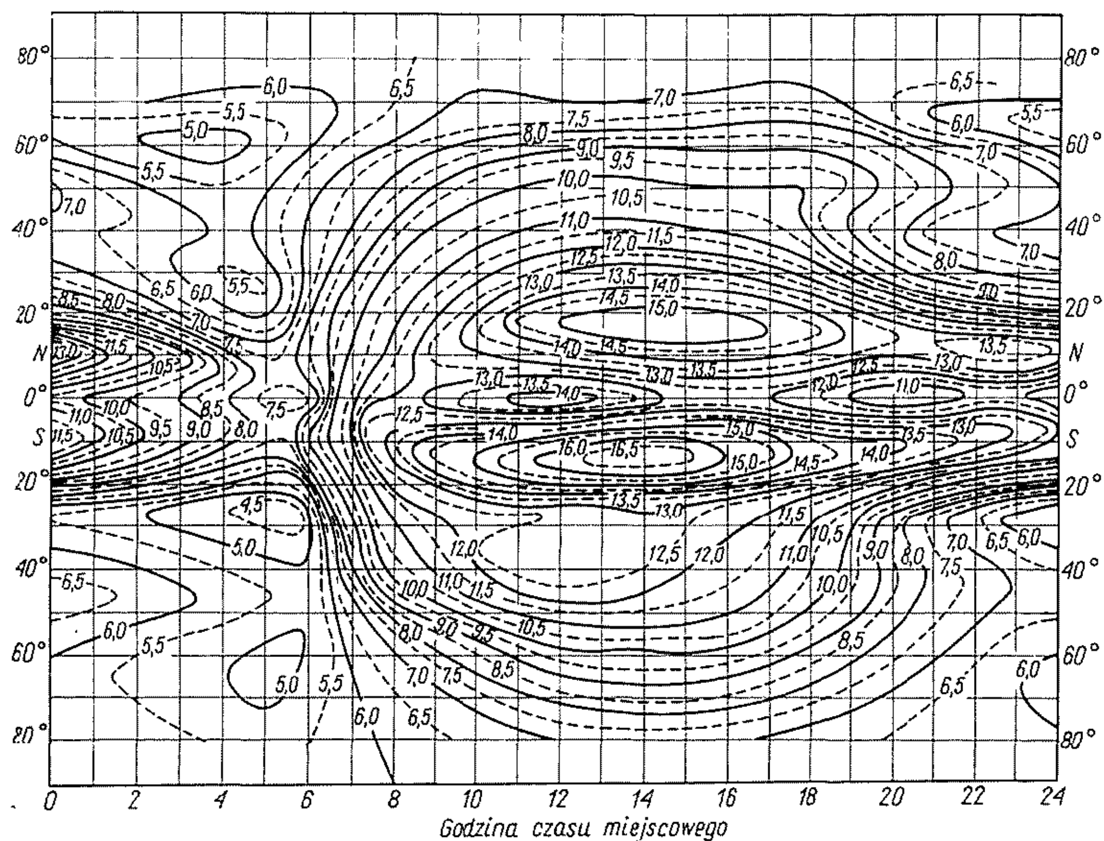
Rys. 16-28. Mapa świata w zmodyfikowanym rzucie walcowym, z podziałem na obszary E, I, W, dla których są sporządzane oddzielne mapy prognoz jonosferycznych (według Central Radio Propagation Laboratory, USA)

Odległość 4000 km odpowiada przeciętnej wartości najdłuższego uskoku przy odbiciu od warstwy F_2 (wypromieniowanie styczne do powierzchni ziemi).

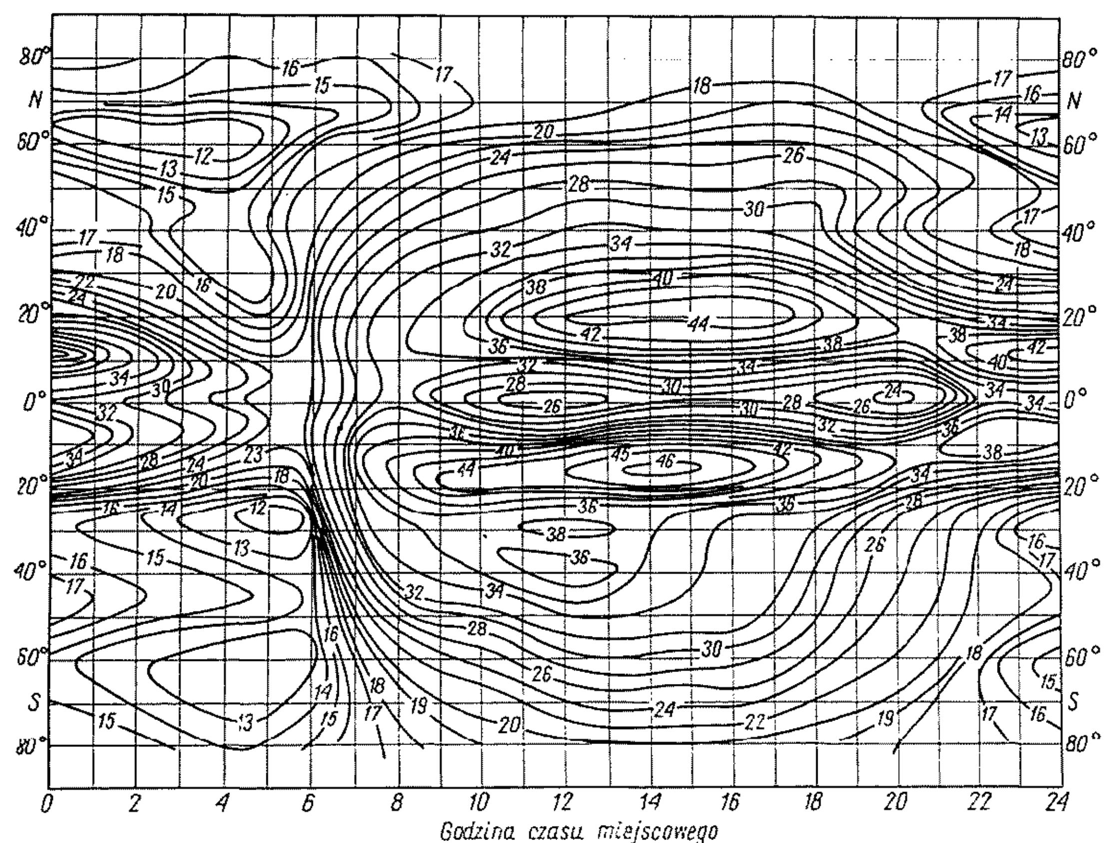
Na rysunkach 16-29 i 16-30 podano przykłady ślepych map jonosferycznych dla warstwy F_2. Przedstawione mapy nie mają charakteru uniwersalnego, są one ważne tylko dla tego okresu czasu, dla którego zostały sporządzone.

Oprócz prognoz dla warstwy F_2 są także sporządzane prognozy dla warstw *E* i E_S.

Metoda wyznaczania MUF dla danej trasy i pory doby, przy założeniu odbicia od warstwy F_2, jest różna dla trasy o długości mniejszej od 4000 km i większej od



Rys. 16-29. Mapa F_2—0—MUF. Obszar I (według Central Radio Propagation Laboratory, USA)



Rys. 16-30. Mapa F_2 — 4000 — MUF. Obszar I (według Central Radio Propagation Laboratory, USA)

4000 km. Różnica wynika z faktu, że transmisja na odległości większe od 4000 km jest co najmniej dwuskokowa.

Sposób posługiwania się mapami jonosferycznymi przedstawimy na przykładzie liczbowym.

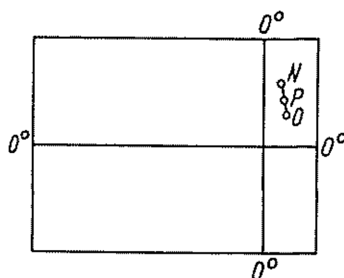
P r z y k ł a d   l i c z b o w y. Wyznaczyć dobowe zmiany MUF, przy założeniu odbicia od warstwy F_2, dla trasy Warszawa (21° E, 52° N) — Kair (30° E, 30° N).

Tok obliczeń jest następujący:

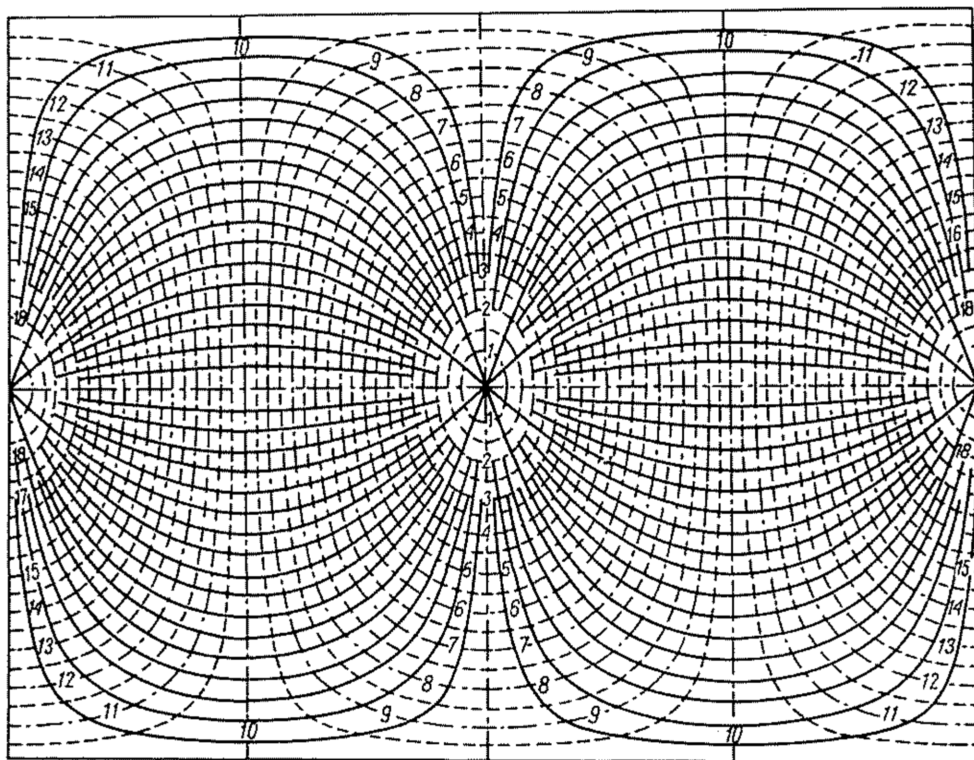
1. Na mapie świata wyznaczamy punkty końcowe trasy; nadawczy N i odbiorczy O.

2. Sporządzamy kalkę o formacie odpowiadającym formatowi przyjętemu dla mapy (i wszystkich zresztą kart prognozy) z zaznaczeniem równika i południka 0° (rys. 16-31).

3. Na kalce sporządzonej według p. 2 zaznaczamy oba punkty końcowe trasy i przykładamy kalkę do siatki ortodrom (rys. 16-32) w taki sposób, aby równik na kalce pokrywał się z równikiem na



Rys. 16-31. Kalka obliczeniowa z wykreśloną ortodromą i zaznaczonym punktem środkowym trasy



Rys. 16-32. Siatka ortodrom dla kuli ziemskiej w zmodyfikowanym rzucie walcowym (według Central Radio Propagation Laboratory, USA)

siatce ortodrom. Przesuwamy kalkę w prawo lub w lewo tak, aby punkty krańcowe trasy znalazły się na jednej ortodromie (u w a g a: linie ortogonalne są liniami pomocniczymi do wyznaczenia odległości). Jeśli oba punkty nie wypadają na jednej krzywej, to stosujemy interpolację. Wykreślamy na kalce ortodromę, obliczamy jej długość z pomocą siatki linii ortogonalnych oraz zaznaczamy punkt środkowy trasy. W naszym przykładzie długość trasy wynosi 2600 km.

4. Przykładamy kalkę z wykreśloną ortodromą do mapy świata w celu zorientowania się, w którym obszarze znajduje się punkt środkowy trasy. W naszym przykładzie punkt środkowy trasy leży w obszarze *I*.

5. Wybieramy mapę F_2 — 0 — MUF dla odpowiedniego obszaru i ustawiamy kalkę na mapie w ten sposób, żeby równik na kalce pokrywał się z równikiem na mapie F_2 — 0 — MUF, zaś południk 0° na kalce pokrywał się z godziną 0 na mapie. Odczytujemy teraz wartość F_2 — 0 — MUF z mapy, wskazaną przez punkt środkowy trasy. Przyjmując za właściwą dla naszego przykładu mapę przedstawioną na rys. 16-29 znajdujemy wartość F_2 — 0 — MUF dla godziny 0 równą 6, 5 MHz.

6. Przesuwamy kalkę wzdłuż równika tak, aby południk 0° na kalce pokrywał się kolejno z godziną 1, 2 itd. aż do godziny 23, odczytując za każdym razem wartość F_2 — 0 — MUF wyznaczoną przez punkt środkowy trasy. Wartości F — 0 — MUF dla naszego przykładu wynoszą: 6,2; 6,0; ...; 6,8 MHz.

7. Wybieramy mapę F_2 — 4000 — MUF dla właściwego obszaru (w naszym przykładzie będzie to mapa z rys. 6-30) i postępujemy podobnie jak w p. 5 i 6. Wartość F_2 — 4000 — MUF dla godziny 0 wynosi w naszym przykładzie 16,0 MHz.

8. Na podstawie wartości F_2 — 0 — MUF i F_2 — 4000 — MUF obliczamy wartość dla trasy o określonej długości, w naszym przypadku 2600 km. Służą do tego odpowiednie nomogramy (rys. 16-33). Uzyskane wartości MUF przedstawiamy w postaci wykresu (rys. 16-34).

9. Na podstawie wykresu przebiegu dobowego MUF (rys. 16-34) wybiera się fale robocze. W rozpatrywanym przykładzie do utrzymania radiokomunikacji w ciągu całej doby są potrzebne trzy fale robocze: 10, 15 i 20 MHz.

Procedura obliczania MUF dla tras dłuższych od 4000 km różni się nieco od opisanej wyżej procedury dla tras krótkich. Jako punkty obliczeniowe, zamiast środkowego punktu trasy, przyjmuje się tzw. punkty kontrolne, położone w następujących odległościach od obu końców trasy:

— dla warstw E i E_S — 1000 km,

— dla warstwy F_2 — 2000 km.

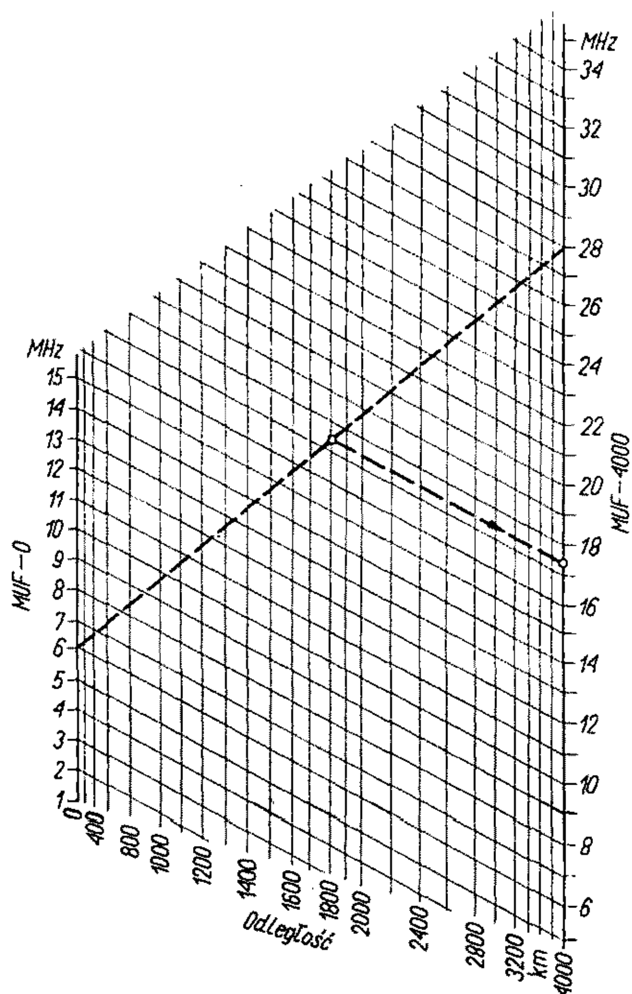
Obliczenia dla punktów kontrolnych przeprowadza się analogicznie jak dla krótkich tras. Za wartość MUF dla całej trasy przyjmuje się najmniejszą wartość uzyskaną dla punktów kontrolnych.

Obliczanie natężenia pola. Dokładne obliczenie natężenia pola fali jonosferycznej w zakresie krótkofalowym jest jednym z najtrudniejszych zagadnień propagacyjnych. Istnieje kilka metod obliczeniowych, z których żadna do tej pory nie znalazła jeszcze powszechnego uznania.

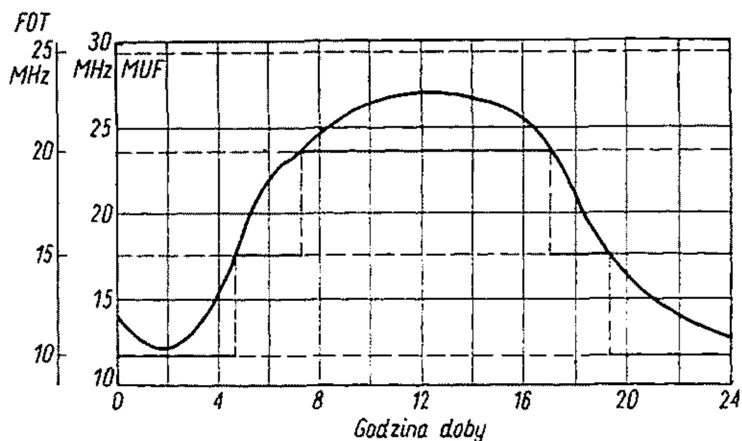
Przykładowo omówimy tu metodę Kazancewa [14, 28]. Według tej metody pole w miejscu odbioru jest wynikiem interferencji promieni odbitych od jonosfery różną ilość razy. Wypadkowe natężenie pola oblicza się ze wzoru

$$E_{sk} = \sqrt{\sum_{m=1}^{M} E_{skm}^2} \tag{16-15}$$

w którym liczba promieni M nie przewyższa nigdy trzech.



Rys. 16-33. Nomogram do przeliczania MUF dla warstwy F_2 na określoną długość trasy (według Central Radio Propagation Laboratory, USA)



Rys. 16-34. Przebieg dobowy MUF i FOT dla trasy Warszawa-Kair

Medianę natężenia pola w mV/m dla poszczególnych promieni oblicza się z zależności

$$E_{skm} = \frac{173\sqrt{PG_1}}{r} W_m \qquad (16\text{-}16)$$

przy czym:

r — odległość między nadajnikiem i odbiornikiem mierzona wzdłuż powierzchni ziemi [km];

G_1 — zysk energetyczny anteny nadawczej w stosunku do źródła izotropowego [W/W];

W_m — współczynnik osłabienia określony wzorem

$$W_m = \frac{1}{2}\left(\frac{1+R}{2}\right) R^{N-1} e^{-\sum_{k=1}^{N} \Gamma_k} \qquad (16\text{-}17)$$

przy czym:

R — moduł współczynnika odbicia od powierzchni ziemi;

N — liczba odbić od jonosfery;

Γ_k — współczynnik tłumienia przy k-tym odbiciu.

Współczynnik tłumienia przy k-tym odbiciu uwzględnia tłumienie przy dwukrotnym przenikaniu fali przez warstwy D, E F_1 oraz przy odbiciu od warstwy F_2

$$\Gamma_k = \Gamma_D + \Gamma_E + \Gamma_{F1} + \Gamma'_{F2} \qquad (16\text{-}18)$$

W przypadku gdy fala odbija się od warstwy E, wzór (16-18) upraszcza się do postaci

$$\Gamma_k = \Gamma_D + \Gamma'_E \qquad (16\text{-}19)$$

przy czym Γ'_E — tłumienie przy odbiciu od warstwy E.

Cząstkowe współczynniki tłumienia zależą od kąta padania na dolną granicę warstwy jonosferycznej Θ_0, od częstotliwości krytycznej danej warstwy f_{kr} oraz od aktualnej częstotliwości roboczej (rys. 16-35).

Współczynniki tłumienia dla innych częstotliwości krytycznych niż podane na rys. 16-35 można przeliczyć według wzoru

$$\Gamma = \Gamma_{fkr0}\left(\frac{f_{kr}}{f_{kr0}}\right)^2 \qquad (16\text{-}20)$$

przy czym:

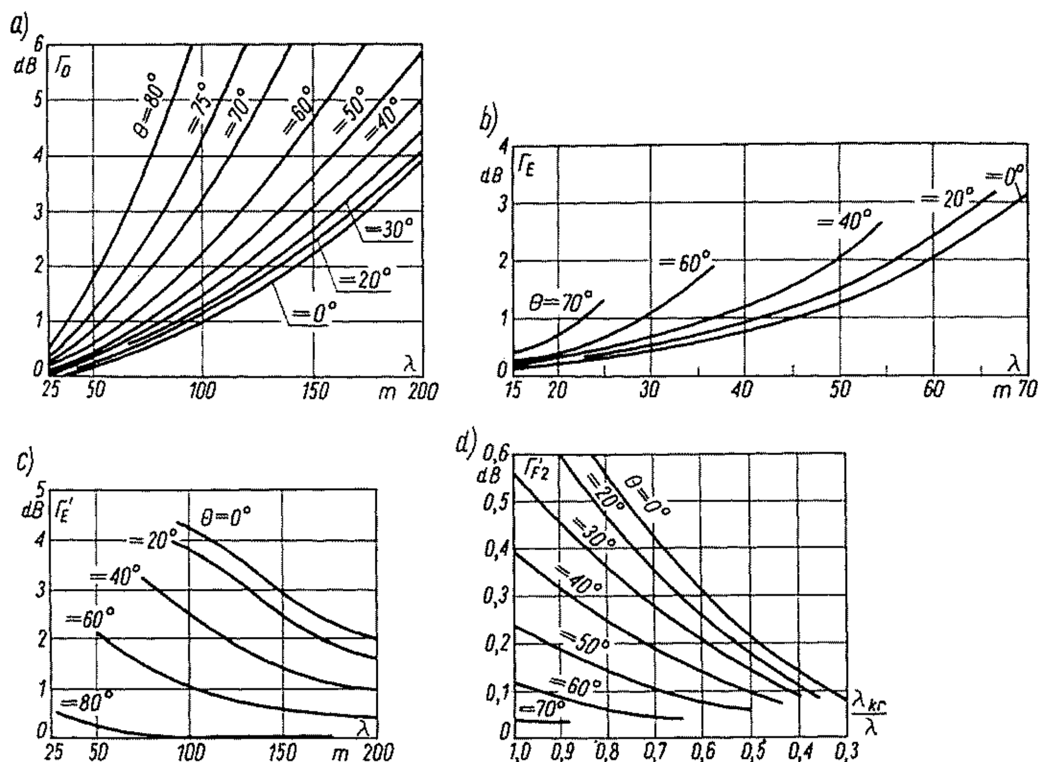
f_{kr} — rzeczywista wartość częstotliwości krytycznej dla danej warstwy;

f_{kr0} — wartość częstotliwości krytycznej, dla której sporządzono wykres współczynnika tłumienia;

Γ_{fkr0} — wartość współczynnika tłumienia odczytana z wykresu.

Doświadczenia przeprowadzone przez Kazancewa wskazują, że wartości obliczone na podstawie wzoru (16-15) odpowiadają medianom natężenia pola dla dostatecznie długich okresów obserwacji (rzędu miesiąca). Wyniki innych prac doświadczalnych

wskazują, że powolne wahania natężenia pola są podporządkowane rozkładowi logarytmicznie normalnemu o odchyleniu standardowym wynoszącym 8 dB. Na powolne wahania nakładają się szybkie zmiany natężenia pola (zaniki), które w granicach krótkich przedziałów czasowych (około 10 min) podporządkowują się rozkładowi Rayleigha. Szybkie zmiany natężenia pola mogą być skompensowane przez



Rys. 16-35. Cząstkowe współczynniki tłumienia: a), przy przechodzeniu przez warstwę $D, \nu = 10^7$ 1/s; $N = 10^9$ 1/m³; b) przy przechodzeniu przez warstwę E, $f_{kr} = 4$ MHz; c) przy odbiciu od warstwy E, $f_{kr} = 4$ MHz; d) przy odbiciu od warstwy F_2, $f_{kr} = 5,7$ MHz (według M. П. Долуханов: Распространение радиоволн. Изд. Связь, Москва 1965)

zastosowanie odbioru zbiorczego [58] przy użyciu dwóch, trzech, a nawet czterech anten. Odbiór z czterema antenami, praktycznie biorąc całkowicie kompensuje szybkie zmiany pola.

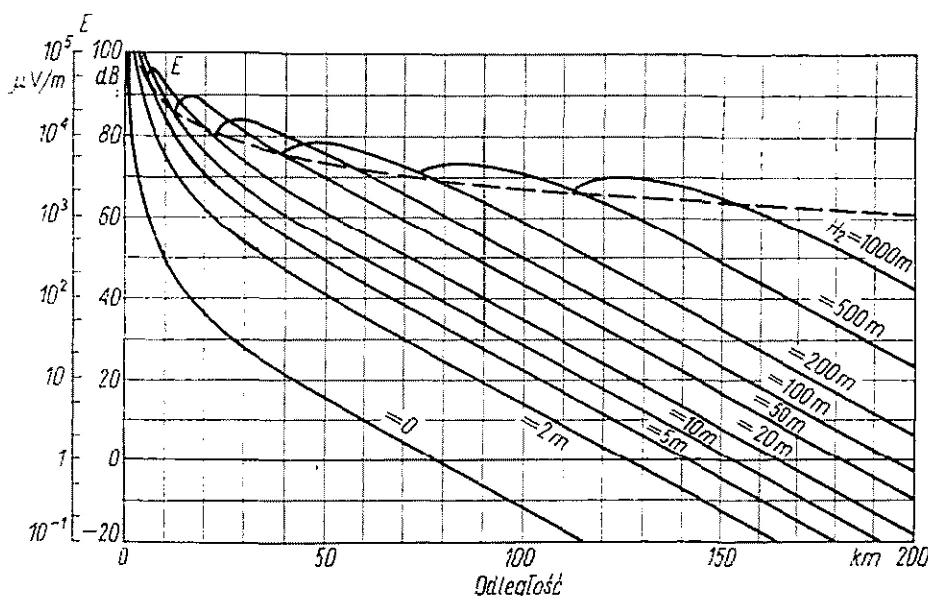
Obliczanie najmniejszej częstotliwości użytkowej. Wyznaczenie LUF polega na znalezieniu częstotliwości, przy której natężenie pola w miejscu odbioru, przy założonej mocy promieniowanej po stronie nadawczej, jest równe minimalnemu natężeniu pola dla danej służby i rodzaju emisji. Przy wyznaczaniu LUF należy uwzględnić zmienność w funkcji częstotliwości zarówno współczynnika osłabienia jak i minimalnego natężenia pola (wskutek zmienności poziomu zakłóceń atmosferycznych). Okoliczność ta poważnie komplikuje obliczenia LUF, które trzeba by w zasadzie prowadzić metodą kolejnych przybliżeń. Dla uniknięcia tych kłopotów, opracowano

specjalne nomogramy do obliczania LUF [10], których ze względu na brak miejsca nie będziemy tu omawiać. Należy tylko zwrócić uwagę na to, że przebiegi LUF na jednej i tej samej trasie i w tych samych warunkach mogą być różne dla obu końców trasy, ze względu na różne poziomy zakłóceń atmosferycznych.

16.5. ROZCHODZENIE SIĘ FAL ULTRAKRÓTKICH I MIKROFAL

Fale ultrakrótkie i mikrofale obejmują zakres częstotliwości radiowych powyżej 30 MHz. Zakres ten dzieli się na cztery podzakresy:

fale metrowe — od 10 m do 1 m (30...300) MHz;
fale decymetrowe — od 1 m do 10 cm (300...3000) GHz;
fale centymetrowe — od 10 cm do 1 cm (3...30) GHz;
fale milimetrowe — od 10 mm do 1 mm (30...300) GHz.



Rys. 16-36. Krzywe natężenia pola w funkcji odległości dla częstotliwości 150 MHz i polaryzacji poziomej. Wysokość zawieszenia: anteny nadawczej $H_1 = 200$ m, anteny odbiorczej H_2 = par.; parametry elektryczne gruntu: $\sigma = 0{,}01$ S/m, $\varepsilon_r = 10$ (według I Atlasu CCIR)

Fale ultrakrótkie wykazują przy rozchodzeniu się w otoczeniu ziemi właściwości quasi-optyczne, to jest w zasadzie rozchodzą się zgodnie z prawami optyki geometrycznej. Gdyby prawa optyki geometrycznej obowiązywały ściśle, wówczas odbiór na falach ultrakrótkich byłby możliwy tylko w granicach zasięgu optycznego. W rzeczywistości można wyróżnić zjawiska, które powodują, że fale docierają poza zasięg optyczny. Spośród tych zjawisk główną rolę odgrywają:

— refrakcja fal w troposferze;

— dyfrakcja fal wokół kulistej powierzchni ziemi oraz wokół wzniesień naturalnych lub budowli na powierzchni ziemi;
— rozpraszanie fal przez troposferę;
— odbicie od śladów meteorów.

W zakresie fal ultrakrótkich mamy na ogół do czynienia z antenami podniesionymi. Obliczanie natężenia pola w warunkach idealnych można więc wykonać za pomocą wzoru Wwiedeńskiego dla ziemi płaskiej (12-32) lub dla ziemi kulistej (p. 12.6). W tym ostatnim przypadku należy uwzględnić normalną refrakcję troposferyczną przez wprowadzenie zastępczego promienia ziemi (p. 13.4). Ponieważ natężenie pola fal ultrakrótkich zależy od całego zespołu czynników takich, jak: częstotliwość, wysokość zawieszenia anten, parametry elektryczne gruntu, polaryzacja itp., opracowano specjalne atlasy teoretycznych krzywych propagacji [7]. Przykład jednej rodziny takich krzywych pokazano na rys. 16-36. Podają one natężenie pola w decybelach ponad $1 \mu V/m$ dla mocy promieniowanej przez antenę półfalową równej 1 kW i odnoszą się do standardowej atmosfery, dla której zastępczy promień kuli ziemskiej jest równy 4/3 promienia rzeczywistego.

16.5.1. STATYSTYCZNE KRZYWE PROPAGACJI FAL METROWYCH I DECYMETROWYCH

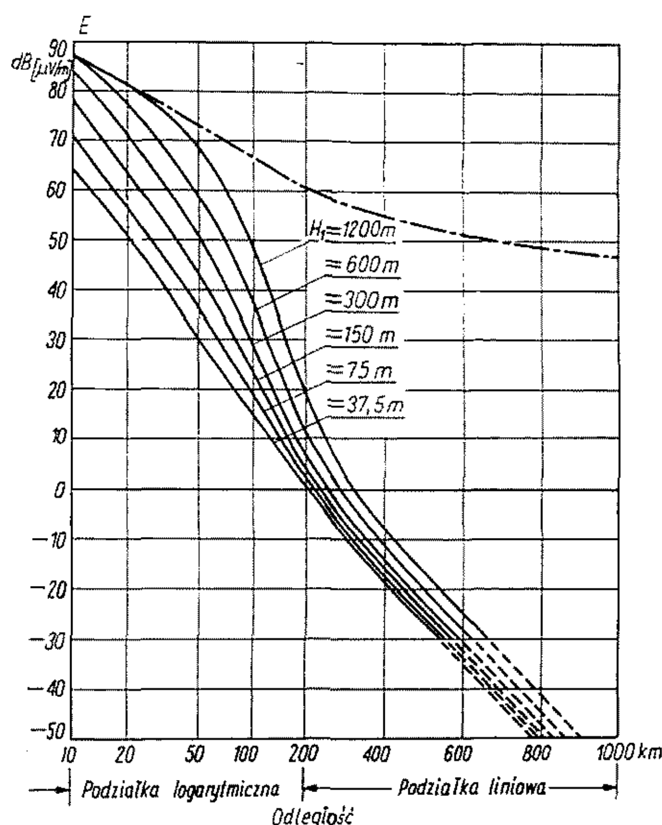
Wzory podane w rozdz. 12 i teoretyczne krzywe propagacji fali przyziemnej są słuszne przy założeniu ziemi gładkiej i atmosfery znormalizowanej. Niedostateczna jeszcze znajomość mechanizmu propagacji troposferycznej i różnorodność działających na nią wpływów nie pozwoliły dotychczas ustalić dostatecznie miarodajnych zależności, na podstawie których można by opracować teoretyczne krzywe propagacji troposferycznej, uwzględniające wszelkie możliwe warunki. Ponieważ rzeczywisty teren w wyjątkowych tylko przypadkach może być traktowany jako ziemia gładka, zaś atmosfera rzeczywista zazwyczaj różni się mniej lub więcej od atmosfery znormalizowanej, do obliczeń praktycznych stosuje się *statystyczne krzywe propagacji.* Krzywe takie zostały opracowane na podstawie wielkiej liczby pomiarów natężenia pola, wykonanych na różnych obszarach i w rozmaitych warunkach klimatycznych.

W odróżnieniu od krzywych teoretycznych, krzywe statystyczne nie podają ustalonej wartości natężenia pola w funkcji odległości. Krzywe te podają wartość przekraczaną w określonym procencie miejsc odbioru i w określonym procencie czasu. Z krzywych statystycznych odczytujemy zatem prawdopodobieństwo przekroczenia pewnej wartości natężenia pola w określonej odległości od nadajnika i w określonym procencie czasu.

Ze względu na znaczne zróżnicowanie ukształtowania i pokrycia terenu, a także ze względu na rozmaite warunki klimatyczne różnych obszarów świata, krzywe statystyczne są sporządzone oddzielnie dla każdego obszaru charakteryzującego się jednolitymi w przybliżeniu właściwościami terenowymi i klimatycznymi. Zmienność warunków meteorologicznych w funkcji czasu narzuca wymaganie prowadzenia

pomiarów przez dłuższy okres czasu, tak, aby można było uwzględnić dobowe i roczne wahania natężenia pola. Ta ostatnia uwaga dotyczy w szczególności propagacji pozahoryzontowej.

Dla celów telewizji i radiofonii ultrakrótkofalowej CCIR zaleca krzywe $F(50, 50)$[1]) do obliczania natężenia pola użytecznego oraz krzywe $F(50, 10)$ lub $F(50, 1)$ — do obliczania natężenia pola zakłóceń. Krzywe CCIR są sporządzone dla mocy promieniowanej przez antenę półfalową równej 1 kW [9].



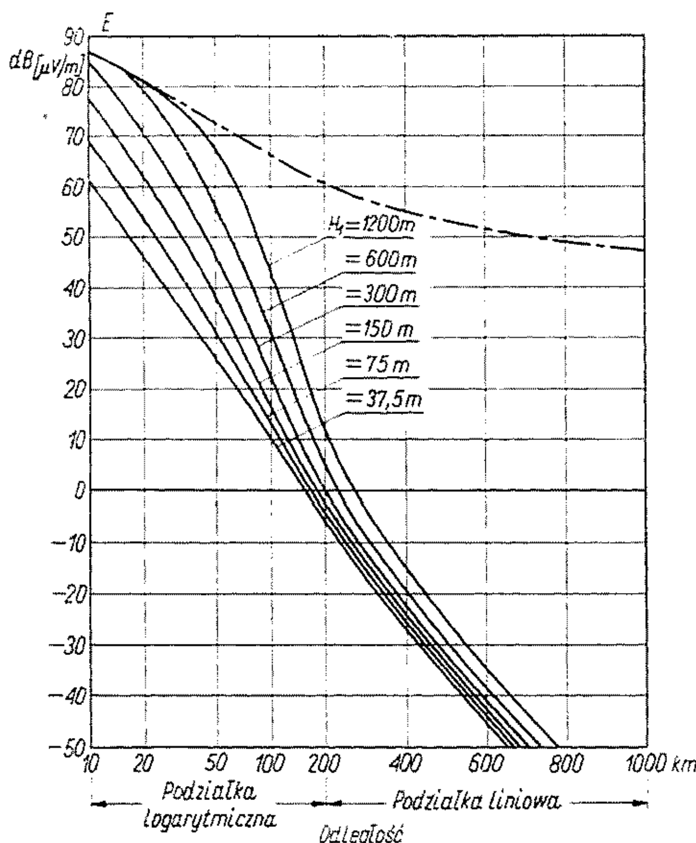
Rys. 16-37. Krzywe propagacji F (50,50) dla zakresu częstotliwości 30...250 MHz (wysokość zawieszenia anteny odbiorczej H_2 = 10 m) (według Zalecenia nr 369-1 CCIR, Oslo 1966)

Na rysunku 16-37 przedstawiono przykładowo krzywe $F(50, 50)$ dla zakresu częstotliwości 30...250 MHz, a na rys. 16-38 — dla zakresu częstotliwości 450...1000 MHz. Mediana natężenia pola zależy również od pofałdowania terenu, określanego parametrem ΔH, zdefiniowanym jako różnica wysokości (w metrach) przekraczanych przez 10% i 90% krzywej profilu terenu w zakresie odległości od 10 do 50 km, licząc od anteny nadawczej. Podane krzywe propagacji odnoszą się do terenów nizinnych o niewielkim pofałdowaniu, dla których ΔH = 50 m. Dla wartości parametru ΔH

[1]) Są to krzywe natężenia pola w funkcji odległości, przekraczanego w 50% miejsc w danej odległości od stacji nadawczej i w 50% czasu.

innych niż 50 m od wartości natężenia pola odczytanych z krzywych propagacji należy odjąć poprawkę podaną na rys. 16-39. Dla terenów o urozmaiconej rzeźbie topograficznej parametr ΔH przyjmuje wartości 100...200 m; dla terenów podgórskich i górskich — 200...400 m.

Jeśli zastępcza moc promieniowana przez dipol półfalowy jest równa P_z [kW], to do wartości mediany natężenia pola odczytanej z krzywych propagacji należy dodać poprawkę wynoszącą 10 lg P_z [dB].



Rys. 16-38. Krzywe propagacji F (50,50) dla zakresu częstotliwości 450...1000 MHz (wysokość zawieszenia anteny odbiorczej H_2 = 10 m) (według Zalecenia nr 369-1 CCIR, Oslo 1966)

P r z y k ł a d l i c z b o w y. Wyznaczyć przeciętne zasięgi użyteczne nadawczych stacji telewizyjnych przy następujących założeniach:

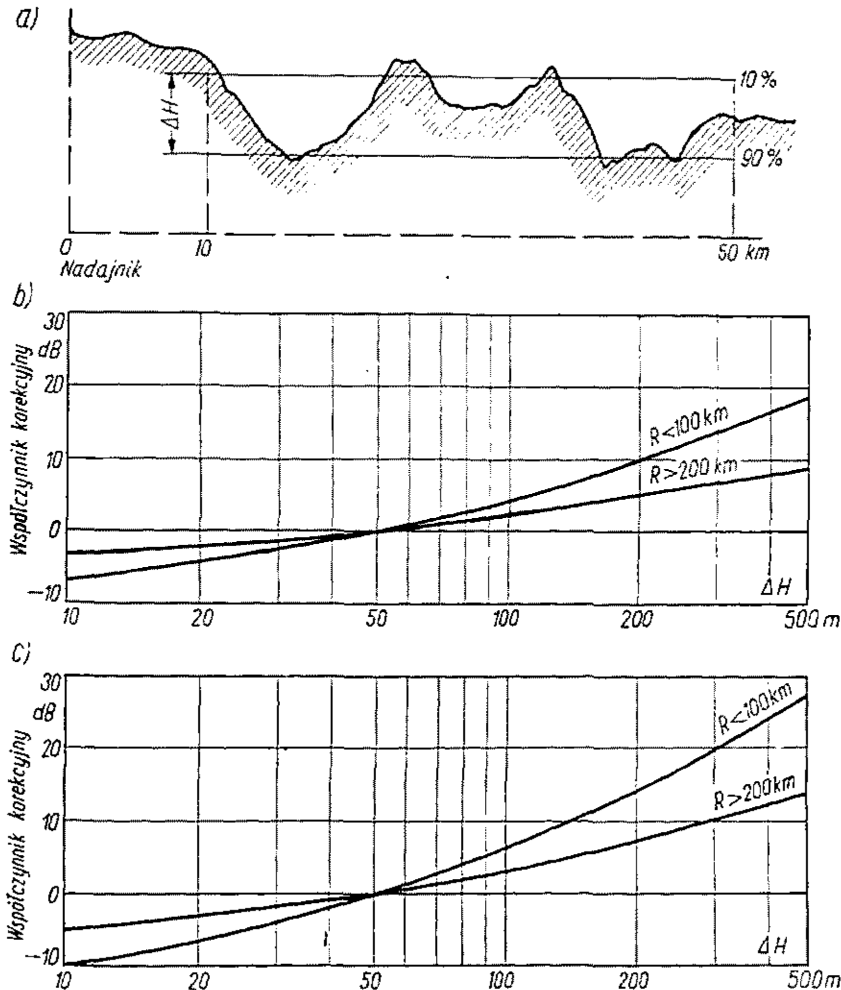
— zastępcza moc promieniowana przez dipol półfalowy: 100 kW w zakresach I, II i III; 1000 kW w zakresach IV i V;

— wysokość zawieszenia anteny nadawczej 300 m;

— graniczna wartość natężenia pola: 48 dB w zakresach I i II; 55 dB w zakresie III; 67 dBw zakresie IV; 72 dB w zakresie V.

Obliczenia wykonać dla obszarów nizinnych o niewielkim pofałdowaniu ($\Delta H = 50$ m) oraz dla obszarów podgórskich ($\Delta H = 200$ m).

Wykonamy najpierw obliczenia dla I zakresu częstotliwości. Przy zastępczej mocy promieniowanej przez dipol półfalowy równej 100 kW poprawka ze względu na moc wynosi 20 dB. Odejmujemy tę poprawkę od granicznej wartości natężenia pola i dla uzyskanej wartości (28 dB) kreślimy na wykresie $F(50, 50)$ (rys. 16-37) prostą poziomą. Punkt przecięcia tej prostej z krzywą odpowiadającą wysokości zawieszenia anteny nadawczej $H_1 = 300$ m wyznacza poszukiwany



Rys. 16-39. Wpływ pofałdowania terenu na medianę natężenia pola a) definicja parametru ΔH; b) współczynnik korekcyjny dla zakresu częstotliwości 30...250 MHz; c) współczynnik korekcyjny dla zakresu częstotliwości 450...1000 MHz (według Zalecenia nr 369-1 CCIR, Oslo 1966)

zasięg stacji w terenie nizinnym. Wynosi on 100 km. Do wyznaczenia zasięgu stacji w terenie podgórskim odczytujemy z wykresu na rys. 6-38b poprawkę dla $\Delta H = 200$ m. Wartość tej poprawki (10 dB) dodajemy do poprzednio określonego poziomu 28 dB i z krzywej $F(50, 50)$ dla $H_1 = 300$ m znajdujemy zasięg stacji w terenie podgórskim równy 75 km. Wyniki obliczeń dla pozostałych zakresów częstotliwości podano w tabl. 16-1.

Tablica 16-1

Przeciętne zasięgi użyteczne nadawczych stacji telewizyjnych

Zakres częstotliwości		I/II	III	IV	V
Zastępcza moc promieniowana przez dipol półfalowy [kW]		100	100	1000	1000
Poprawka ze względu na moc p_1 [dB]		20	20	30	30
Graniczna wartość natężenia pola E [dB]		48	55	67	72
$E-p_1$		28	35	37	42
Poprawka dla terenu podgórskiego p_2 [dB]		10	10	14	14
$E-p_1+p_2$		38	45	51	56
Przeciętny zasięg użyteczny [km]	na obszarach nizinnych o niewielkim pofałdowaniu	100	85	65	58
	na obszarach podgórskich	75	60	42	35

16.5.2. POZAHORYZONTOWA PROPAGACJA TROPOSFERYCZNA

Znane teorie rozpraszania fal radiowych w troposferze (p. p. 13.6) nie potrafią wyjaśnić wszystkich zjawisk towarzyszących pozahoryzontowej propagacji fal ultrakrótkich. Dla obliczeń inżynierskich stosuje się więc metody półempiryczne [13, 32].

Na podstawie uogólnienia wyników pomiarów natężenia pola fal ultrakrótkich przeprowadzonych w dużych odległościach od nadajnika, w warunkach wyłączających wpływ duktów troposferycznych na rys. 16-40 dla fal o różnej długości podano zależność mediany współczynnika osłabienia (w stosunku do natężenia pola w swobodnej przestrzeni) od odległości. Za pomocą krzywych z rys. 16-40 bez trudu można określić medianę natężenia pola rozproszonego w określonej odległości od nadajnika przy standardowych warunkach meteorologicznych (wskaźnik refrakcji przy powierzchni ziemi $N = 310$) i gładkiej powierzchni ziemi. Wpływ warunków meteorologicznych i rzeźby terenu uwzględnia się przez wprowadzenie odpowiednich poprawek, których tu nie będziemy omawiać.

Sposób korzystania z podanego wykresu zilustrujemy następującym przykładem.

Przykład liczbowy. Wyznaczyć moc nadajnika konieczną do zapewnienia łączności w ciągu 99% czasu na trasie o długości 400 km przy częstotliwości $f = 1{,}5$ GHz ($\lambda = 20$ cm). Zysk energetyczny anteny nadawczej i odbiorczej odniesiony do źródła izotropowego wynosi 46 dB ($G_0 = 4 \cdot 10$ W/W). W celu zapewnienia poprawnej detekcji moc doprowadzona do wejścia odbiornika nie może być mniejsza od $2 \cdot 10^{-13}$ W.

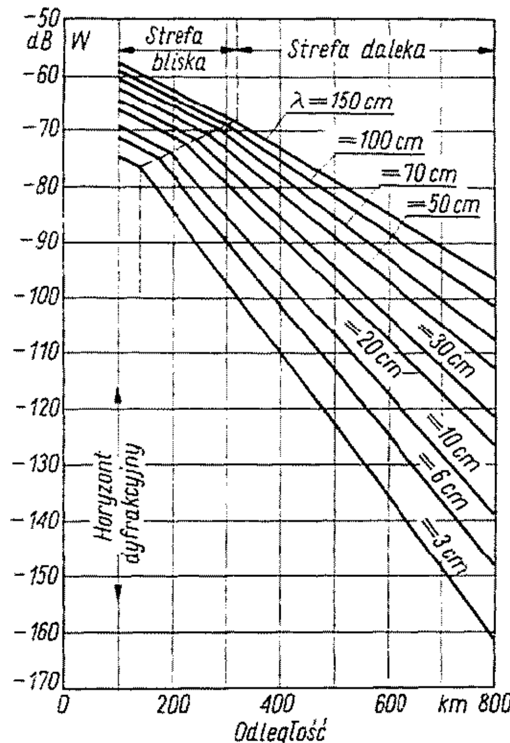
Z wykresu na rys. 16-40 odczytujemy medianę współczynnika osłabienia, dla odległości 400 km i $\lambda = 20$ cm; $W = -89$ dB, czyli $W = 3{,}55 \cdot 10^{-5}$. Moc doprowadzona do odbiornika przy propagacji fali w swobodnej przestrzeni jest określona wzorem (11-8). Wprowadzając współczynnik osłabienia otrzymujemy

$$P_{odb} = \frac{G_1 G_2 \lambda^2 P_N}{(4\pi R)^2} W^2 \tag{16-21}$$

przy czym P_N — moc nadajnika.

Podstawiając do wzoru (16-21) wartości liczbowe i uwzględniając, że w naszym przypadku zyski energetyczne obu anten są jednakowe ($G_1 = G_2 = G_0$) otrzymujemy

$$P_N = \left(\frac{4\pi R}{G_0 \lambda W}\right)^2 P_{odb} = \left(\frac{4\pi \cdot 4 \cdot 10^5}{4 \cdot 10^4 \cdot 0{,}2 \cdot 3{,}55 \cdot 10^{-5}}\right)^2 2 \cdot 10^{-13} \approx 62{,}5 \text{ W}$$



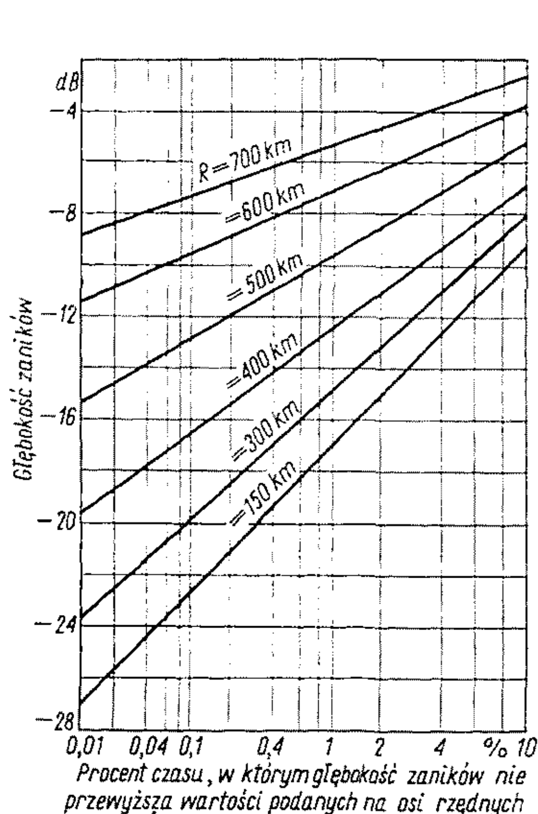
Rys. 16-40. Zależność mediany współczynnika osłabienia natężenia pola od odległości przy $N = 310$ (według Б. А. Введенский и др.: Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн. Изд. Советское Радио, Москва 1965)

Obliczona w ten sposób moc nadajnika zapewnia utrzymanie łączności tylko w 50% czasu pracy. W celu zapewnienia wymaganej niezawodności łącza wynoszącej 99%, należy uwzględnić wpływ wolnych i szybkich zaników. Statystyczny rozkład głębokości wolnych zaników przedstawiono na rys. 16-41. Wynika zeń, że dla osiągnięcia założonej niezawodności łącza należy zwiększyć moc nadajnika o 12,5 dB, tzn. do 1,11 kW.

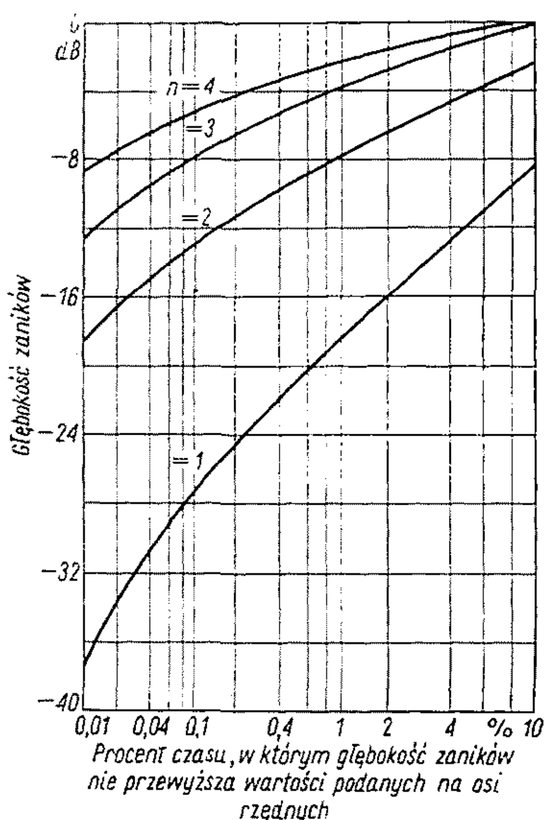
Głębokość szybkich zaników można wydatnie zmniejszyć przez zastosowanie odbioru zbiorczego. Statystyczny rozkład szybkich zaników pokazano na rys. 16-42. Dla skompensowania szybkich za-

ników przy odbiorze na jedną antenę należy zwiększyć moc nadajnika o 18 dB, tzn. do ok. 70 kW. Przy zastosowaniu dwóch anten moc nadajnika może być o 10 dB mniejsza (7 kW),

Zjawisko rozpraszania troposferycznego jest charakterystyczne dla propagacji fal ultrakrótkich. W pozostałych zakresach częstotliwości bowiem działają inne czynniki (dyfrakcja i odbicie od jonosfery) umożliwiające rozchodzenie się fal radiowych na duże odległości. Wykorzystując zjawisko rozpraszania troposferycznego można, za pomocą nadajników o mocy dochodzącej do 50, a nawet 100 kW i anten



Rys. 16-41. Statystyczny rozkład głębokości wolnych zaników (według Б. А. Введенский и др.: Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн. Изд. Советское Радио, Москва 1965)



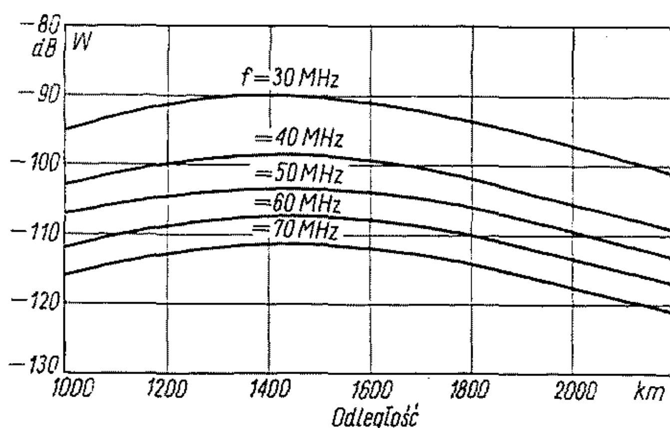
Rys. 16-42. Statystyczny rozkład głębokości szybkich zaników przy odbiorze za pomocą jednej anteny oraz przy odbiorze zbiorczym za pomocą n anten (według Б. А. Введенский и др.: Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн. Изд. Советское Радио, Москва 1965)

o dużym zysku energetycznym (średnica anten ok. 20 m), zapewnić niezawodną łączność na falach od 6 m do kilku centymetrów na odległość do 1000 km. Szerokość pasma przekazywanego bez zniekształceń wynosi około 5 MHz. Łącza troposferyczne znalazły zastosowanie w telefonii wielokrotnej oraz do przekazywania programów telewizyjnych.

16.5.3. ROZCHODZENIE SIĘ FAL METROWYCH WSKUTEK ROZPRASZANIA W JONOSFERZE

Podobnie jak w troposferze, tak i w jonosferze zachodzi zjawisko rozpraszania fal radiowych, dzięki któremu jest możliwa stała łączność dalekosiężna w pewnym zakresie częstotliwości fal metrowych, niezależnie od aktywności słonecznej i zmian sezonowych stanu jonosfery. Przyczyną rozproszenia są nieregularności jonizacji warstwy D i dolnej części warstwy E.

W przeciwieństwie do rozproszenia troposferycznego, rozproszenie jonosferyczne jest użyteczne w stosunkowo wąskim zakresie częstotliwości, mianowicie między 30



Rys. 16-43. Zależność mediany współczynnika osłabienia przy rozpraszaniu w jonosferze fal metrowych od odległości i częstotliwości (według M. П. Долуханов: Распространение радиоволн. Изд. Связь, Москва 1965)

a 70 MHz. Ograniczenie od dołu jest spowodowane interferencją z falami rozchodzącymi się za pośrednictwem stałej warstwy F_2. W okresach silnej aktywności słonecznej nawet częstotliwości rzędu 30 do 40 MHz są z tego powodu niekorzystne. Częstotliwości powyżej 70 MHz nie są wykorzystywane do komunikacji na zasadzie rozproszenia jonosferycznego, ponieważ — ze względu na spadek natężenia pola w funkcji częstotliwości — należałoby stosować wielkie moce promieniowane, co byłoby ekonomicznie nieopłacalne.

Na rys. 16-43 przedstawiono zależność mediany współczynnika osłabienia przy rozpraszaniu w jonosferze fal metrowych od odległości i częstotliwości.

Zjawisko rozpraszania jonosferycznego wykorzystuje się do łączności na odległości dochodzące do 2000 km. W tego typu łączności można przesyłać sygnały o szerokości pasma do 6 kHz. Duże osłabienie pola zachodzące w procesie rozchodzenia się fal można skompensować przez zastosowanie nadajników o dużej mocy (dziesiątki kilowatów) i anten o dużym zysku energetycznym. Łącza jonosferyczne na fali rozproszonej stosuje się przede wszystkim w obszarach podbiegunowych, gdzie częste burze magnetyczne utrudniają łączność na falach krótkich.

16.5.4. ROZCHODZENIE SIĘ FAL ULTRAKRÓTKICH PRZEZ ROZPROSZENIE NA ZJONIZOWANYCH ŚLADACH METEORÓW

Jak podawaliśmy już w p. 14.1, przenikającym do atmosfery ziemskiej meteorom towarzyszy powstawanie słupów zjonizowanego powietrza, nazywanych *śladami meteorów*. Fale ultrakrótkie, spotykając na swej drodze podobne ślady, rozpraszają się i mogą docierać do punktów na powierzchni ziemi, znajdujących się w strefie cienia. Ponieważ ślady meteorów pojawiają się od czasu do czasu, a przekazywanie sygnałów może być dokonywane tylko w czasie ich istnienia, odbywa się ono w sposób szczególny. Sposób ten nazywamy przerywanym. Po stronie nadawczej stosuje się urządzenia, które gromadzą informacje podlegające przekazaniu, a następnie — w czasie istnienia śladu — przekazują je porcjami w sposób przyspieszony.

Drogą doświadczalną ustalono, że ślady meteorów mogą być wykorzystane do łączności na falach metrowych (30...50 MHz). Stosunek czasu faktycznego istnienia łączności do czasu pracy nadajników (tzw. współczynnik wykorzystania łącza) zależy od mocy nadajnika, zysku energetycznego anten i czułości odbiornika. Przy niewielkich mocach nadajnika (kilkaset watów) i stosunkowo prostych antenach, współczynnik ten jest rzędu 3% (3% czasu — aktywna łączność, 97% czasu — oczekiwanie). W sprzyjających okolicznościach oraz przy większych mocach nadajników i skomplikowanych antenach współczynnik wykorzystania łącza może dochodzić do 16%.

Główną zaletą łączy wykorzystujących zjonizowane ślady meteorów, w porównaniu z łączami opartymi na rozpraszaniu w jonosferze, jest możliwość stosowania mniejszych mocy nadajników i prostszych anten.

Omawiane łącza mogą zapewnić niezawodną łączność na odległość do 2000 km, przy szerokości pasma rzędu 3 kHz.

16.6. PROPAGACJA ŚWIATŁA LASEROWEGO

Gigantyczny przeskok od mikrofal do fal świetlnych, możliwy do realizacji dzięki zdolności lasera do emisji promieniowania spójnego, otworzył dla telekomunikacji zupełnie nowy, niewspółmiernie wielki w stosunku do dotychczasowych osiągnięć, zakres częstotliwości. W ten sposób tendencja opanowywania coraz wyższych zakresów częstotliwości, występująca od początku wykorzystywania fal radiowych w praktyce, znalazła w laserze najbardziej jaskrawy wyraz. Tendencja ta jest podyktowana dążeniem do zwiększenia pojemności informacyjnej i kierunkowości łączy telekomunikacyjnych oraz potrzebą doskonalenia urządzeń radiolokacyjnych, radionawigacyjnych itp.

Zasadniczą właściwością światła laserowego jest możliwość otrzymania wiązki o wyjątkowo małej rozbieżności. Miarą rozbieżności wiązki jest kąt rozwarcia stożka, który bezpośrednio na wyjściu lasera może wynosić kilka minut, a przy użyciu odpo-

wiedniego układu optycznego może dojść nawet do 1 sekundy. Rozszerzenie wiązki wynosi w tym ostatnim przypadku ok. 5 mm na drodze promienia o długości 1 km.

Układ kolimacyjny na wyjściu lasera odgrywa właściwie rolę urządzenia antenowego. W porównaniu z konwencjonalnymi antenami dla zakresu fal radiowych, anteny optyczne mają bardzo małe wymiary dzięki bardzo małej długości fal emitowanych przez laser. Z tego też powodu charakterystyka promieniowania takiej anteny jest bardzo wąska, a zysk energetyczny — ogromny. Ta właśnie cecha światła laserowego — obok ogromnej pojemności informacyjnej — przyciąga uwagę i powoduje zainteresowanie licznych ośrodków badawczych zastosowaniem laserów w telekomunikacji [26].

Przy opisanej kolimacji wiązki światła laserowego gęstość wypromieniowanej energii ulega nieznacznemu tylko zmniejszeniu nawet przy bardzo dużym oddaleniu od źródła, oczywiście w warunkach rozchodzenia się promieni laserowych w swobodnej przestrzeni. Można dzięki temu uzyskać olbrzymie zasięgi działania, mierzone astronomicznymi wręcz odległościami, co czyni lasery szczególnie przydatne do superdalekosiężnej łączności, zwłaszcza w przypadkach dalekich lotów kosmicznych.

Radiokomunikacja konwencjonalna może, praktycznie biorąc, objąć swym zasięgiem nasz układ planetarny. Zastosowanie wiązki laserowej jako nośnika informacji zwiększa te możliwości w sposób zasadniczy, otwierając — na razie teoretycznie — perspektywy komunikowania się na odległości, mierzone jednostkami używanymi w astronomii. Według Townesa [26] światło lasera o mocy 10 kW i rozbieżności wiązki 10^{-7} rad (0,02″)[1]) mogłoby być obserwowane gołym okiem z odległości 0,1 roku świetlnego ($9 \cdot 10^{11}$ km), a sfotografować je można by przez 200-calowy teleskop nawet z odległości 10 lat świetlnych.

Znaczny stopień kolimacji wiązki laserowej określa przede wszystkim zasięg łączności; prócz tego sprzyja on eliminacji zakłóceń zewnętrznych oraz zachowaniu tajemnicy przesyłanych informacji. Wiąże się z nim wszakże poważny kłopot, a mianowicie konieczność dokładnego nacelowania wiązki świetlnej na korespondenta. Trudności rosną pod tym względem wraz ze wzrostem zasięgu łączności; dotyczy to przede wszystkim telekomunikacji kosmicznej, przy której odległości są olbrzymie, a ponadto nawiązywanie łączności może się odbywać z obiektami ruchomymi.

Telekomunikacja za pomocą światła laserowego w warunkach naziemnych jest mocno utrudniona wskutek pochłaniania, rozpraszania i załamywania promieni świetlnych w atmosferze, zwłaszcza pod wpływem takich czynników, jak mgła, deszcz, śnieg, dym, pył, zawirowania powietrza itp. Nawet zupełnie czyste i idealnie spokojne powietrze pochłania i rozprasza określoną część energii przechodzącego przezeń strumienia świetlnego.

Tłumienie promieniowania w atmosferze jest zawsze rezultatem równocześnie występujących zjawisk pochłaniania i rozpraszania, przy czym udział każdego z tych

[1]) Taką niemal idealną równoległość wiązki można osiągnąć tylko poza atmosferą ziemską, ponieważ zjawisko refrakcji atmosferycznej uniemożliwia zmniejszenie kąta rozwarcia wiązki poniżej wartości granicznej $5 \cdot 10^{-6}$ rad (1″).

zjawisk może być różny, zależnie od stanu atmosfery (warunków meteorologicznych, wysokości, rodzaju i koncentracji zawiesin itp.) i długości fal świetlnych.

Rozchodzenie się wiązki promieniowania w atmosferze można scharakteryzować zależnością

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \qquad (16\text{-}22)$$

w której:

I_0 — natężenie promieniowania na początku drogi;

l — długość przebytej drogi w atmosferze;

I — natężenie promieniowania na końcu drogi l;

α — współczynnik tłumienia.

Zgodnie z poprzednim stwierdzeniem, współczynnik tłumienia jest sumą *współczynnika pochłaniania* α_p i *współczynnika rozpraszania* α_r

$$\alpha = \alpha_p + \alpha_r \qquad (16\text{-}23)$$

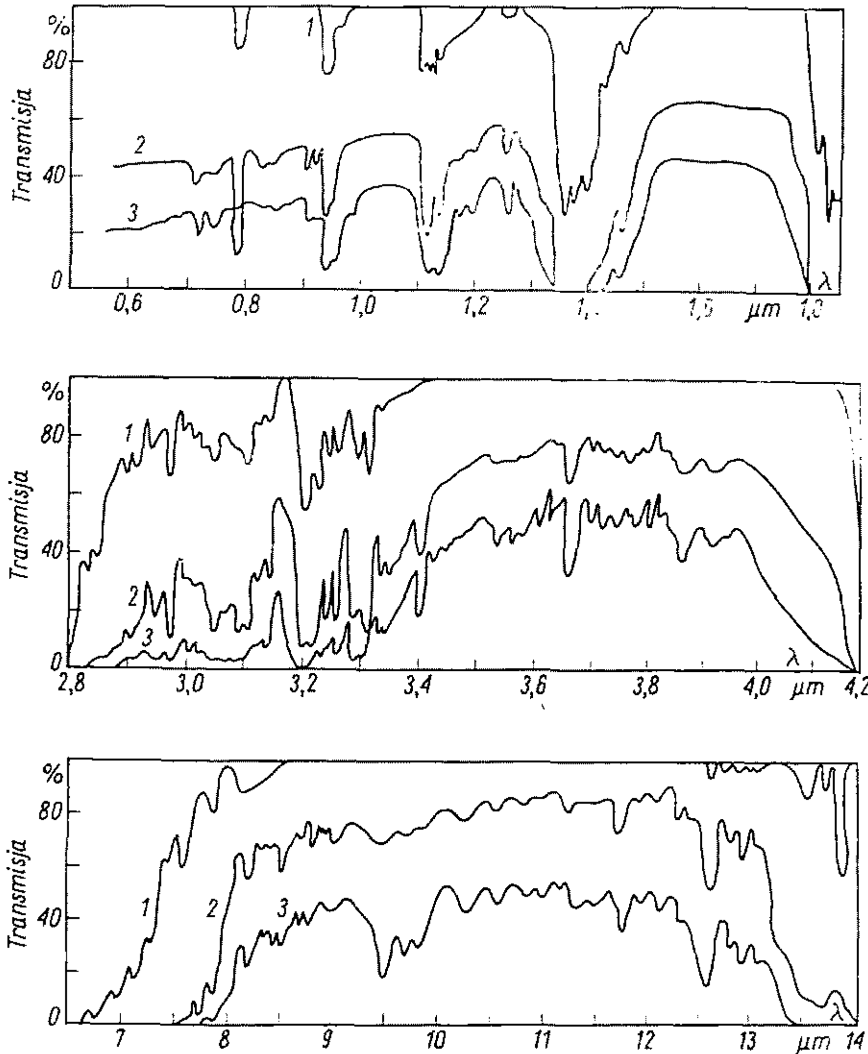
Współczynnik tłumienia zależy w sposób bardzo skomplikowany od długości fali. Ilustruje to rys. 16-44, na którym przedstawiono charakterystykę widmową *przezroczystości troposfery* dla trzech odcinków zakresu optycznego w różnych porach dnia i przy różnych długościach dróg rozchodzenia się wiązki świetlnej.

Jak widać, zależność przeźroczystości troposfery od długości fali jest bardzo duża i nieregularna; krzywe mają wiele szczytów odpowiadających tzw. oknom, w których przeźroczystość atmosfery jest duża, i głębokich dolin, w których światło jest szczególnie silnie tłumione. Dolna warstwa atmosfery jest więc dla promieniowania optycznego filtrem selektywnym o bardzo skomplikowanym działaniu. Można jednak wyodrębnić pasma falowe, w których powietrze przepuszcza promienie świetlne znacznie lepiej niż w pozostałych odcinkach widma optycznego. Są to np. pasma: 0,5...0,9 μm, 1,0...1,1 μm, 1,2...1,3 μm, 1,55...1,75 μm, 2,1...2,4 μm, 3,4...4,1 μm oraz 8...12 μm. Wraz ze wzrostem wysokości, tłumienie światła w atmosferze maleje i na wysokościach większych od 60...70 km, praktycznie biorąc, można go już nie uwzględniać.

Główną rolę w pochłanianiu promieniowania optycznego w troposferze odgrywają cząsteczki pary wodnej i dwutlenku węgla. Ilustrują to wykresy podane na rys. 16-45. Zawartość pary wodnej w atmosferze waha się w szerokich granicach 0,001... 4% (objętościowo). Ze wzrostem wysokości zawartość pary wodnej w powietrzu szybko maleje. Zawartość dwutlenku węgla w powietrzu waha się w granicach 0,03... 0,05%, przy czym górna granica odpowiada ośrodkom miejskim. Na większych wysokościach (ok. 30 km) stosunkowo znaczny wpływ na absorpcję światła ma ozon.

Wybitnie ujemny wpływ na rozchodzenie się wiązki świetlnej w atmosferze mają opady śniegu lub deszczu oraz tzw. aerozole, czyli zawiesiny w powietrzu bardzo drobnych ciał ciekłych (mgła, chmury) lub stałych (dym, pył, kryształki lodu). Na niewielkich wysokościach główną przyczyną zanieczyszczenia atmosfery jest dym i pył. Liczba pyłków w 1 cm^3 powietrza podczas suchej jasnej pogody nie przekracza 100 na wysokości 3000 m, natomiast przy powierzchni ziemi liczba ta sięga 130 000.

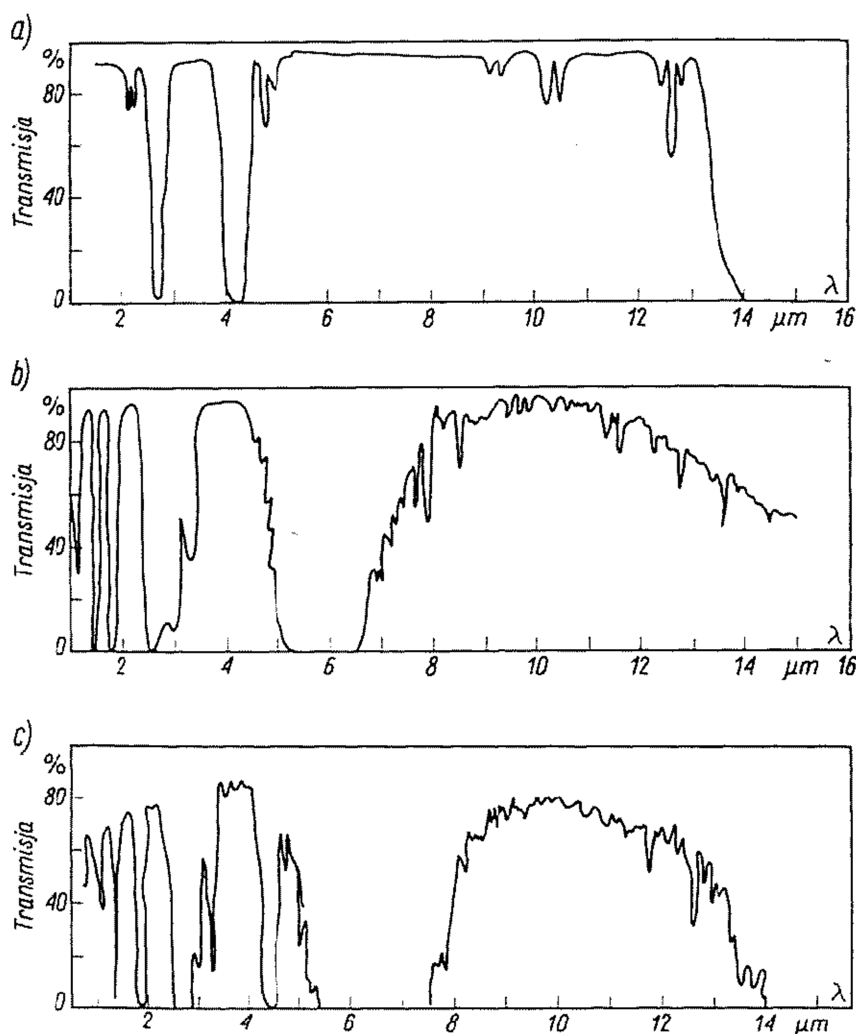
Deszcz zmniejsza ją do około 30 000, a nad morzem lub jeziorem, w odległości np. 20 km od brzegu, zapylenie atmosfery wynosi już tylko ok. 1000 pyłków/cm³. Nad wielkimi miastami pyłu i dymu jest, oczywiście, bardzo dużo, lecz zanieczyszczenia te nie sięgają powyżej 500...700 m.



Rys. 16-44. Charakterystyka widmowa przeźroczystości troposfery w kierunku poziomym
1 — długość drogi wiązki 0,3 km, wilgotność powietrza 62%, godz. 15⁰⁰; *2* — długość drogi wiązki 5,5 km, wilgotność powietrza 47%, godz. 22⁰⁰; *3* — długość drogi wiązki 16 km, wilgotność powietrza 48%, godz. 12⁰⁰ (według H. Klejman i in.: Lasery w telekomunikacji. WNT, Warszawa 1970)

Drugim elementem tłumienia wiązki świetlnej w atmosferze jest zjawisko rozpraszania światła. Może to być tzw. *rozpraszanie molekularne* zachodzące nawet w zupełnie czystym powietrzu. Mamy tu do czynienia z oddziaływaniem fali świetlnej (fotonów) z cząsteczkami gazów wchodzących w skład atmosfery. Intensywność

tego procesu silnie zależy od długości fali; współczynnik rozpraszania jest odwrotnie proporcjonalny do czwartej potęgi długości fali. Tłumienie promieniowania, zachodzące w wyniku rozpraszania molekularnego, może być w widzialnej części widma znacznie silniejsze aniżeli omówiona przedtem absorpcja molekularna. W zakresie podczerwieni rozpraszanie molekularne jest bardzo słabe.



Rys. 16-45. Charakterystyka widmowa przepuszczalności: a) dwutlenku węgla; b) pary wodnej; c) troposfery na długości drogi wiązki świetlnej 1850 m (według H. Klejman i in.: Lasery w telekomunikacji, WNT, Warszawa 1970)

Inne rodzaje rozpraszania to tzw. *rozpraszanie dyfrakcyjne*, kiedy wymiary cząsteczek rozpraszających światło są współmierne z jego długością fali, oraz *rozpraszanie geometryczne*, kiedy wymiary cząsteczek znacznie przewyższają długość rozpraszanej fali świetlnej. W tym ostatnim przypadku mamy do czynienia z rozpraszaniem na zawiesinach (aerozolach), stąd też pochodzi spotykana niekiedy nazwa *rozpraszania*

aerozolowego. Wpływ rozpraszania aerozolowego na przepuszczalność atmosfery przejawia się w całym zakresie optycznym.

Oprócz strat w atmosferze, spowodowanych pochłanianiem i rozpraszaniem wiązki laserowej, poważnym utrudnieniem dla naziemnej łączności optycznej, jest również załamanie promieni świetlnych, wywołane głównie gradientem temperaturowym powietrza. Nawet nieznaczne załamania promieni i wynikające stąd wahania kąta padania wiązki nadchodzącej do odbiornika mogą naruszyć łączność, jeśli jej rozbieżność jest tak mała jak w przypadku wiązki laserowej. Turbulencje powietrza wpływają też na światło laserowe w stopniu silniejszym niż na zwykłe światło niespójne, powodując naruszenie fazowej jednolitości czoła fali świetlnej oraz niepożądane zmiany poziomu sygnału. Występowanie szkodliwej modulacji intensywności promieniowania jest wynikiem fluktuacji przekroju wiązki, wywołanej małymi niejednorodnościami optycznymi (o wymiarach porównywalnych ze średnicą wiązki), spowodowanymi turbulencyjnością ośrodka powietrznego. Z tego samego powodu powstają też fluktuacje czasu przelotu promieni, a więc i fazy, jako rezultat prędkości rozchodzenia się fali świetlnej.

Wykaz literatury

Do rozdziałów 1—10

Książki

1. A j z e n b e r g G. Z.: Anteny krótkofalowe. Warszawa 1966, WNT.
2. А й з е н б е р г Г. З.: Антенны ультракоротких волн. Москва 1957, Связьиздат.
3. Б е н е н с о н Л. С. и др.: Антенные решетки. Москва 1966, Советское Радио.
4. Б е н е н с о н Л. С.: Сверхширокополосные антенны. Москва 1964, Изд. Мир.
5. Б е л о у с о в С. П.: Направленные антенны для профессионального приема радиовещания в диапазоне 200—2000 м. Москва 1961, Связьиздат.
6. B r o w n J.: Microwave Lenses. London 1953, John Wiley.
7. CCIR: Handbook on High-Frequency Directional Antennae. Genewa 1966, UTI.
8. C o l l i n R. E., Z u c k e r F. J.: Antenna Theory. New York 1969, McGraw-Hill.
9. Д е р ю г и н Л. Н.: Сканирующие антенны сверхвысоких частот. Москва 1964, Машиностроение.
10. Д о м б р о в с к и й И. А.: Антенны. Москва 1951, Связьиздат.
11. Д р а б к и н А. Л., З у з е н к о В. Л.: Антенно-фидерные устройства. Москва 1961, Советское Радио.
12. Ф р а д и н А. З.: Антенны сверхвысоких частот. Москва 1957, Советское Радио.
13. F r ä n z K., L a s s e n H.: Antennen und Ausbreitung. Berlin 1956, Springer-Verlag.
14. F r y D. W., G o w a r d F. K.: Aerials for cm Wavelength. Cambridge 1950, Cambridge University Press.
15. G o d z i ń s k i Z.: Fizyczne podstawy elektromagnetyzmu. Część III — Elektromagnetyzm. Wrocław 1971, Politechnika Wrocławska.
16. G u n d l a c h F. W.: Grundlagen der Höchstfrequenztechnik. Berlin 1950, Springer-Verlag.
17. H a l l é n E.: Electromagnetic Theory. New York 1962, John Wiley.
18. H a n s e n R. C.: Microwave Scanning Antennas. Vol. 1 — 1964, Vol. 2, 3 — 1966, New York, London, Academic Press.
19. J a s i k H,: Antenna Engineering Handbook. New York 1961, McGraw-Hill.
20. J o r d a n E. C.: Electromagnetic Waves and Radiating Systems. New York 1950, Prentice-Hall.
21. K i e l y D. G.: Dielectric Aerials, New York 1953, John Wiley.
22. K i n g R. W. P.: The Theory of Linear Antennas. Cambridge, Massachusetts 1956, Harward University Press.
23. K i n g R. W. P.: Transmission — Line Theory. New York 1955, McGraw-Hill.
24. K i n g R. W. P.: M i m n o H. R., W i n g A. H.: Transmission Lines Antennas and Waveguides. New York 1945, McGraw-Hill.
25. K i n g R. W. P., H a r r i s o n C.: Antennas and Waves. Massachusetts 1969, MIT Press.
26. K r a u s J. D.: Antennas. New York 1950, McGraw-Hill.
27. K r o s z c z y ń s k i J.: Technika urządzeń radiolokacyjnych, Warszawa 1967, WKiŁ.

28. Kühn R.: Mikrowellenantennen. Berlin 1964, VEB Verlag Technik.
29. Litwin R.: Teoria pola elektromagnetycznego. Warszawa 1968, WNT.
30. Лавров Г. А., Князев А. С.: Приземные и подземные антенны. Москва 1965, Советское Радио.
31. Marcuwitz N.: Waveguide Handbook. New York 1951, McGraw-Hill.
32. Megla G.: Dozimeterwellentechnik. Berlin 1961, VEB Verlag Technik.
33. Минкович Б. М., Яковлев В. П.: Теория синтеза антенн. Москва 1969, Советское Радио.
34. Надененко С. И.: Антенны. Москва 1959, Связьиздат.
35. Никольский В. В.: Антенны. Москва 1966, Связь.
36. Никольский В. В.: Теория электромагнитного поля. Москва 1964, Изд. Высшая Школа.
37. Page H.: Principles of Aerial Design. London 1966, Ilife Books.
38. Пистолькорс А. А.: Антенны. Москва 1947, Связьиздат.
39. Покрас А. М.: Перископические антенны и безпроводные линии передачи. Москва 1963, Связьиздат.
40. Покрас А. М.: Антенные устройства зарубежных линий связи через искусственные спутники земли. Москва 1965, Связь.
41. Ramo S., Whinnery I. R.: Fields and Waves in Modern Radio. New York 1953, John Wiley.
42. Резников Т. Б.: Антенны летательных аппаратов. Москва 1967, Советское Радио.
43. Schelkunoff S. A.: Advanced Antenna Theory. New York 1952, John Wiley.
44. Schelkunoff S. A., Friis H. T.: Antenna Theory and Practice. New York 1952, John Wiley.
45. Silver S.: Microwave Antenna Theory and Design. New York 1949, McGraw-Hill.
46. Skolnik M. I.: Introduction to Radar Systems. New York 1962, McGraw-Hill.
47. Stratton J. A.: Electromagnetic Theory. New York 1941, McGraw-Hill.
48. Шифрин Я. С.: Вопросы статистической теории антенн. Москва 1966, Советское Радио.
49. Szulkin P., Pogorzelski S.: Podstawy teorii pola elektromagnetycznego. Warszawa 1964, WNT.
50. Тамм И. Е.: Основы теории электричества. Москва 1956, Гостехиздат.
51. Thourel J.: Les Antennes. Paris 1956, Dunod.
52. Вайнштейн Л. А.: Электромагнитные волны. Москва 1957, Советское Радио.
53. Вайнштейн Л. А.: Теория диффракции и метод факторизации. Москва 1966, Советское Радио.
54. Вендик О. Г.: Антенны с немеханическим движением луча. Москва 1965, Советское Радио.
55. Williams H. P.: Antenna Theory and Design. London 1952, Pittman.
56. Wolff E. A.: Antenna Analysis. New York 1966, John Wiley.
57. Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Щеглов К. С.: Теория излучения поверхностных антенн. Москва 1969, Советское Радио.
58. Zuhrt H.: Elektromagnetische Strahlungsfelder. Berlin 1953, Springer-Verlag.
59. Жук М. С., Молочков Ю. Б.: Проектирование антенно-фидерных устройств. Москва 1966, Энергия.

Artykuły z czasopism

60. Айзенберг Г. З., Модель А. М., Поздняков Л. П.: Цилиндрические щелевые длинноволновые и средневолновые антенны. Радиотехника, 1957, т. 12, № 10, стр. 5—16.

61. Baker H. C., LaGrone A. H.: Digital computation of the mutual impedance between thin dipoles. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1962, Vol. AP-10, No 2, pp. 172—178.
62. Becker R.: Kurzwellen-Richtantennen für Sender grosser Leistung. Telefunken Ztg, 1967, Bd 40, Nr 4, S. 348—360.
63. Bem D. J.: Pomiar rozkładu prądu oraz impedancji wejściowej anteny cylindrycznej. Prace Instytutu Łączności, 1967, t. 14, nr 3, s. 21—47.
64. Bem D. J.: Optymalizacja charakterystyki promieniowania telewizyjnych anten nadawczych w płaszczyźnie pionowej. Prace Instytutu Łączności, 1967, t. 14, nr 3, s. 3—20.
65. Bem D. J.: Pomiar impedancji własnych i wzajemnych w układach anten cylindrycznych. Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, 1967, t. Łączność XII, nr 146, s. 77—98.
66. Bem D. J.: Modelowanie elementów antenowych. Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, 1967, t. Łączność XII, nr 146, s. 99—110.
67. Bem D. J.: Electric field distribution in the focal region of an offset paraboloid. Proc. IEE, 1969, Vol. 116, No 5, pp. 679—684.
68. Bem D. J.: Telewizyjne anteny nadawcze. Prace Naukowe ITA Politechniki Wrocławskiej, Seria Monografie, 1970, nr 2.
69. Bem D. J.: Tendencje rozwojowe w projektowaniu i budowie telewizyjnych anten nadawczych. Problemy Łączności, 1970, t. 10, nr 49, s. 1—84.
70. Bem D. J.: Wektor Poyntinga w otoczeniu ogniska reflektora parabolicznego. Archiwum Elektrotechniki, 1970, t. 14, nr 2, s. 203—220.
71. Белоусов С. П.: Средневолновые антенны с регулируемым распределением тока. Вестник Связи, 1967, № 8, стр. 3—4.
72. Белоусов С. П.: Схемы и конструкция антенн типа АРРТ. Вестник Связи, 1967, № 12, стр. 3—5.
73. Белоусов С. П.: Экспериментальные исследования антенн с регулируемым распределением тока типа АРРТ. Электросвязь, 1970, № 6, стр. 52—58.
74. Белоусов С. П., Ляликов В. В.: Коротковолновая логарифмическая антенна. Радиотехника, 1967, т. 22, № 4, стр. 36—42.
75. Богомолов А. Ф., Веревкин С. М., Поперечненко Б. А., Соколов И. Ф.: Антенная система станций „Орбита". Антенны, 1969, № 5, стр. 3—5.
76. Бородулин А. А.: Приближенный метод определения фазового распределения в раскрыве антенны. Радиотехника, 1967, т. 22, № 8, стр. 32—35.
77. Borgiotti G. V.: Maximum power transfer between two planar apertures in the Fresnel zone. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1966, Vol. AP-14, No 2, pp. 158—163.
78. Butler J. K.: Linear aray synthesis for the best mean-square approximation of radiation patterns. Radio Science, 1968, Vol. 3, No 5.
79. Cannon R. W.: Global communication. Current techniques and future trends. Radio Electron. Eng., 1969, Vol. 37, No 5, pp. 259—286.
80. Chang V. W. H., King R. W. P.: Theoretical study of dipole array of N parallel elements. Radio Science, 1968, Vol. 3, No 5.
81. Cook J. S., Elam E. M., Zucker H.: The open Cassegrain antenna. Pt. I — Electromagnetic design. Bell Syst. Techn. J., 1965, Vol. 44, No 7, pp. 1255—1300.
82. Cook G. B., Johnson D. A. H.: Pseudo-random selection of elements in a multielement array. Radio Electron. Eng., 1969, Vol. 38, No 2, pp. 82—88.
83. Court-Hampton D.: The analysis of the field patterns of a hoghorn fed Cassegrain antenna operating in the Fresnel zone. IEE Conference Publication No 21, 1966.
84. Crawford A. B., Hogg D. C., Hunt L. E.: A horn reflector antenna for space communication. Bell Syst. Techn. J., 1961, Vol. 40, No 4, pp. 1095—1116.
85. Davidson C. F., Ravenscroft I. A.: Design consideration for a centre fed paraboloidal aerial for a satellite communications Earth station. IEE Conference Publication, No 21, 1966.

86. Diamond B. L.: A generalized approach to the analysis of infinite planar array antennas. Proc. IEEE, 1968, Vol. 56, No 11, pp. 1837—1851.
87. Dijk I., Jeuken M., Maanders E. J.: Antenna noise temperature. Proc. IEE, 1968, Vol. 115, No 10, pp. 1403—1410.
88. Duncan R. H., Hinchey F. A.: Cylindrical antenna theory. J. Research NBS, 1960, Vol. 64 D, No 5, pp. 569—584.
89. Fayer J. A., Garriott R.: Large-aperture expandable truss microwave antenna. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1969, Vol. AP-17, No 4, pp. 452—458.
90. Fischer K.: Kurzwellen — Empfangsantennen — Übersicht und Vergleich. Telefunken Ztg, 1966, Bd 39, Nr 2, S. 194—206.
91. Giger A. J., Turrin R. H.: Triply folded horn reflector. A compact ground station antenna design for satellite communications. Bell Syst. Techn. J., 1965, Vol. 44, No 7, pp. 1229—1253.
92. Gnabs K.: Breitbandige Rundstrahlantennen für Kurzwellen. Telefunken Ztg, 1966, Bd 39, Nr 2, S. 186—193.
93. Gray C. L.: Estimating the effect of feed support member blocking on antenna gain and side-lobe level. Microwave J., 1964, Vol. 7, No 3, pp. 88—91.
94. Greif R.: Grundlagen und Entwicklungstendenzen bei Antennen der Mess- und Nachrichtentechnik. Neues von Rohde & Schwarz 1966, Nr 21, S. 55—62.
95. Hannan P. W.: Microwave antennas derived from the Cassegrain telescope. IRE Trans. Antennas and Propagation, 1961, Vol. AP-9, p. 140.
96. Hansen R. C., Bickmore C. W.: Antenna power densities in the Fresnel region. Proc. IRE, 1959, Vol. 47, No 12, pp. 2119—2120.
97. Harbison D., Evans: Optimum paraboloid aerial and feed design. Proc. IEE, 1968, Vol. 115, No 1, pp. 87—90.
98. Harrington F. R.: Matrix methods for field problems. Proc. IEEE, 1967, Vol. 55, No 2, pp. 136—149.
99. Hill P. C. I.: Methods for shaping vertical radiation patterns of v.h.f. and u.h.f. transmitting aerials, Proc. IEE, 1969, Vol. 116, No 8, pp. 1325—1337.
100. Hogg D. C., Semplak R. A.: An experimental study of near-field Cassegrainian antennas. Bell Syst. Techn. J., 1964, Vol. 43, No 6, pp. 2677—2704.
101. Huber F. R.: Antennen für den Empfang von Satelliten-Sendungen. Neues von Rohde & Schwarz, 1967, Nr 25, S. 27—31.
102. Huber F. R., Schiller M., Major R. W.: Das hochfrequenztechnische Konzept der 20-m-Parabolantennenanlage der Sternwarte Bochum. Rohde & Schwarz Mitt., 1967, Nr 21, S. 331—351.
103. Ierley W. H., Zucker H.: A stationary phase method for the computation of the far field of open Cassegrain antennas. Bell Syst. Techn. J., 1970, Vol. 49, No 3, pp. 431—454.
104. Jacobs E., King H. E.: 2,8-minute beamwidth millimeter - wave - antenna — measurement and evaluation. IEEE Convention Record, Pt 5, 1965, pp. 92—100.
105. Ерухимович Ю. А., Зимин С. Н., Метрикин А. А.: Двухзеркальная антенна для радиорелейной связи. Антенны, 1970, № 7, стр. 3—21.
106. Kaden G. H.: 3 dB — Richtungskoppler als Leistungsverteiler für Sendeantennen im Fernsehbereich IV/V. Frequenz, 1966, Nr 11, S. 360—364.
107. Kefalas G. P.: A phased array ground terminal for satellite communications. IEEE Trans. Communication Technology, 1965, Vol. COM-13, pp. 512—526.
108. Kershner S. W.: Curtain antennas for high-power h.f. broadcasting applications. IEEE Trans. Broadcasting, 1968, Vol. BC-14, No 2, pp. 85—94.
109. Kiernożycki L.: Charakterystyki amplitudowe i fazowe tuby sektorowej E. Prace PIT, 1961, t. 11, nr 29, s. 15—42.

110. Kiernożycki L.: Charakterystyki amplitudowe i fazowe tuby sektorowej H. Prace PIT, 1966, t. 16, nr 51, s. 1—7.
111. Kiernożycki L.: Anteny z niesymetryczną wiązką kształtowaną. Prace PIT, 1966, t. 16, nr 54, s. 23—34.
112. King R. W. P.: The linear antenna — eighty years of progress. Proc. IEEE, 1967, Vol. 55, No 1, pp. 2—16.
113. King R. W. P., Tai Tsun Wu: Currents, charges and near fields of cylindrical antennas. Radio Science, J. Research NBS, 1965, Vol. 69 D, No 3, pp. 429—446.
114. Kistner B.: Mess- und Überwachungsantennen. Neues von Rohde & Schwarz, 1967, Nr 27, S. 22—34.
115. Kitsuregawa T.: Recent parabolic antenna techniques. Jap. Electron. Eng., 1970, No 38, pp. 24—29.
116. Клигер Г. А.: Направленная широкодиапазонная антенна для радиовещания на средних волнах. Радиотехника, 1967, т. 22, № 12, стр. 37—45.
117. Knight P.: The design and adjustment of m.f. broadcasting aerials. Electronic Eng., 1967, No 1, pp. 6—10.
118. Knight P.: The design of cage-driven m.f. aerials. Electronic Eng., 1966, No 2, pp. 82—85.
119. Koch G. F.: A new feed for low-noise parabolic aerials. IEE Conference Publication, No 21, 1966.
120. Конторович М. И., Водоватов И. А., Павлов Б. Я.: Вычисление полей излучения прямоугольной апертуры. Антенны, 1969, № 5, стр. 6—19.
121. Kosta S. P.: Design of a frequency independent log-periodic antenna for 500—3000 Mc/s. J. Inst. Telecom. Engrs., 1966, Vol. 12, No 10, pp. 522—528.
122. Kummer W. H., Birgenheier R. A.: A high-gain self-steering microwave array. Proc. IEEE, 1968, Vol. 56, No 11, pp. 2028—2038.
123. Kuo S. C., Morris P. A. C.: Theory and practice of log-periodic aerials. Proc. IEE, 1967, Vol. 114, No 6, pp. 719—725.
124. Kühne H. D., Ramonat R. D.: Antennen- und Weichentechnik für Breithand-Überhorizont — Richtfunktverbindungen. Tech. Mitt. AEG, 1970, Bd 60, Nr 1, S. 49—52.
125. Кузнецов В. Д., Парамонов В.: Система управления диаграммой направленности сложной диапазонной антенны с ниским уровнем боковых лепестков. Электросвязь, 1961, № 2, стр. 23—30.
126. Кузнецов В. Д., Тошникова Н. Н.: Антенные системы телевизионных центров. Электросвязь, 1964, № 4, стр. 1—8.
127. Larsen T.: Reflector arrays. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1966, Vol. VP-14, No 6, pp. 689—693.
128. Longstaff J. D., Chow P. E. K., Davies D. E. N.: Directional properties of circular arrays. Proc. IEE, 1967, Vol. 114, No 6, pp. 713—718.
129. Локсин В. Л.: Синтез оптимальных эквидистантных антенных решеток из неизотропных излучателей. Радиотехника, 1969, т. 24, № 4, стр. 39—48.
130. Lowell R., Pecina R. G.: Microwave phased — array antennas. Bell Lab. Rec., 1967, Vol. 45, No 4, pp. 117—121.
131. Martin E. T., Jacobs G. J.: The future of shortwave broadcasting. IEEE Trans. Broadcasting, 1968, Vol. BC-14, No 2, pp. 95—100.
132. Midgley D.: A theory of receiving aerials applied to the reradiation of an electromagnetic horn. Proc. IEE, 1961, Vol. 108, No 11, pp. 645—650.
133. Minnett H. C., Thomas B. M.: Fields in the image space of symmetrical focusing reflectors. Proc. IEE, 1968, Vol. 115, No 10, pp. 1419—1430.
134. Мироненко И. Г.: Синтез антенны конечной апертуры, излучающей максимальную долю мощности в заданный телесный угол пространства. Радиотехника, 1967, т. 22, № 4, стр. 43—49.

135. Morgan S. P.: Some examples of generalized cassegrainian and gregorian antennas. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1964, Vol. AP-12, No 6, pp. 685—691.
136. Müller K. E.: Eine neuartige Kurzwellenrichtantenne. Tech. Mitt. RFZ, 1965, Nr 1, S. 1—6.
137. Нaдененко Б. С.: Средневолновая радиовещательная антенна на низких мачтах. Радиотехника, 1957, т. 12, № 12, стр. 46—55.
138. Nagelberg E. R.: Fresnel region phase centers of circular aperture antennas. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1965, Vol. AP-13, No 3, pp. 479—480.
139. Patton W. T.: Determinants of electronically steerable antenna arrays. RCA Review, 1967, No 3, pp. 3—37.
140. Peace S. M., Swartz E. E.: Amplitude compensated horn antenna. Microwave J., 1964, Vol. 7, No 2, pp. 66—68.
141. Pogorzelski S.: Współczynnik zbieżności fali w technice antenowej. Rozprawy Elektrotechniczne, 1965, t. 11, nr 3, s. 495—520.
142. Pogorzelski S.: Obliczenie pola anteny reflektorowej w punktach kaustyki. Archiwum Elektrotechniki, 1966, t. 15, nr 3, s. 563—591.
143. Pogorzelski S.: Dyfrakcja na krawędzi reflektora anteny. Rozprawy Elektrotechniczne, 1967, t. 13, nr 3, s. 451—475.
144. Pope D. L.: Parametric representation of ground antennas for communication system studies. Bell Syst. Techn. J., 1968, Vol. 47, No 10, pp. 2145—2168.
145. Potter P. D.: A new horn antenna with supressed sidelobes and equal beamwidths. Microwave J., 1963, Vol. 6, No 6, pp. 71—74.
146. Potter P. D.: Design and performance of the NASA/JPL 210-foot steerable paraboloid. IEE Conference Publication, No 21, 1966.
147. Potter P. D.: Application of spherical wave theory to cassegrainian-ed paraboloids. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1967, Vol. AP-15, No 6, pp. 727—736.
148. Pratt T.: Offset spherical reflector aerial with a line feed. Proc. IEE, 1968, Vol. 115, No 5, pp. 633—641.
149. Pratt T., Sherman E. D. R.: Beam scanning with fixed reflectors. IEE Conference Publication, No 58, 1969.
150. Рамм А. Г.: К теории синтеза антенн. Антенны, 1969, № 5, стр. 35—46.
151. Ramsey J. F.: Fourier transforms in aerial theory. Marconi Review, 1947, No 83, 84, 85, 86, 87, 88.
152, Rao B. L. J.: Modified Dolph — Chebyshev arrays. Radio Science, 1968, Vol. 3, No 5.
153. Richmond J. H.: A reaction theorem and its application to antenna impedance calculations. IRE Trans. Antennas and Propagation, 1961, Vol. AP-9, No 6, pp. 515—520.
154. Richmond J. H., Geary N. H.: Mutual impedance between coplanar-skew dipoles. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1970, Vol. AP-15, No 3, pp. 414—416.
155. Rumsey V. H.: A short way of solving advanced problems in electromagnetic fields and other linear systems. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1963, Vol. AP-11, No. 1, pp. 73—86.
156. Rusch W. V. T.: Scattering from a hyperboloidal reflector in a cassegrainian feed system. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1963, Vol. AP-11, p. 414.
157. Sather O. J.: Construction of the WOR transmitter and directional antenna system. IEEE Trans. Broadcasting, 1969, Vol. BC-15, No 3, pp. 65—77.
158. Scheurecker F.: Antenneanlagen für den Grenz- und Kurzwellenbereich. Neues von Rohde & Schwarz, 1966, Nr 22, S. 22—33.
159. Scheurecker F.: Antennenanlagen für den Grenz- und Kurzwellenbereich. Neues von Rohde & Schwarz, 1966, Nr 23, S. 20—29.
160. Scheurecker F., Muler F. R.: UKW — Rundfunk- und Fernsehantennen. Neues von Rohde & Schwarz, 1967, Nr 28, S. 37—48.

161. S h e a r m a n E. D. R.: Non-collinear and cylindrical multiplicative arrays. Radio Electron. Eng., 1963, Vol. 26, No 6, pp. 481—484.
162. S h e a r m a n E. D. R., D a v i e s D. E. N,. P r a t t T.: Multiple element aerials for satellite earth stations. IEE Conference Publication No 21, 1966.
163. S c h e l k u n o f f S. A.: Forty years ago: Maxwell's theory invades engineering — and grows with it. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1970, Vol. AP-18, No 3, pp. 309—322.
164. S c o t t W. G.: A theorem on the polarization of null — free antennas. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1966, Vol. AP-14, No 5, pp. 587—590.
165. S h i n n D. H.: Earth terminal aerials for satellite communication system. Point to Point Telecom., 1966, No 10, pp. 40—67.
166. S i c z e k S.: Tendencje rozwojowe w dziedzinie krótkofalowych anten radiokomunikacyjnych. Problemy Łączności, 1970, t. 10, nr 49, s. 85—159.
167. S l e t t e n C. J., B l a c k s m i t h P.: The paraboloid mirror. Applied Optics, 1965, Vol. 4, No 10, pp. 1239—1251.
168. S p i n d l e r E.: UHF — Empfangsantennenanlagen. Radio und Fernsehen Elektronik 1969, Bd 18, Nr 15, S. 465—469.
169. S t a r b u c k J. T.: A multiple — beam high — frequency receiving aerial system. Radio Electron Eng., 1969, Vol. 37, No 4, pp. 229—235.
170. T a n a k a S., O k a m u r a S.: Rotating subreflector produces circular scanning. Electronics, 1964, No 14, pp. 44—46.
171. Т и м и р е в Н. П.: К вопросу об определении поля излучения логарифмической спирали. Радиотехника, 1969, т. 24, № 12, стр. 64—69.
172. T i n g y e L i, T u r r i n R. H.: Near — zone field of the conical horn. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1964, Vol. AP-12, No 6, p. 800.
173. T h o m a n e k L.: Flugsicherungsantennen für den VHF — und UHF — Bereich. Neues von Rohde & Schwarz, 1967, Nr 24, S. 14—19.
174. T o m a n k i e w i c z T., B e m D. J.: Przekazywanie energii w telewizyjnych liniach zasilających. Biuletyn Techniczny Ministerstwa Łączności, 1961, t. 5, nr 1, s. 13—21.
175. T o m a n k i e w i c z T., B e m D. J.: Kompensacja fali odbitej w telewizyjnych liniach zasilających. Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, 1961, t. Łączność IV, nr 49, s. 37—59.
176. T o m a n k i e w i c z T., B e m D. J.: Szerokopasmowe transformatory antenowe. Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, 1961, t. Łączność IV, nr 49, s. 81—95.
177. T o m a n k i e w i c z T., B e m D. J.: Anteny nadawcze dla krajowej sieci telewizyjnej i radiofonii w zakresie fal ultrakrótkich. Biuletyn Techniczny Ministerstwa Łączności, 1961, t. 5, nr 5, s. 6—18.
178. T o m a n k i e w i c z T., B e m D. J.: Szerokopasmowy element antenowy na III pasmo OIRT, EA-1-H/III. Przegląd Telekomunikacyjny, 1962, t. 34, nr 10, s. 296—304.
179. T o m a n k i e w i c z T., B e m D. J.: Projektowanie nadawczych anten ultrakrótkofalowych do celów rozsiewczych. Prace Instytutu Łączności, 1963, t. 10, nr 3, s. 23—56.
180. T o m a n k i e w i c z T., S t a s i e r s k i L., K r y s i ń s k i L.: Przestrzenne charakterystyki promieniowania nadawczych anten ultrakrótkofalowych (telewizyjnych). Prace Instytutu Łączności, 1961, t. 8, nr 4, s. 3—52.
181. T r e n t i n i C. V., R o m e i s e r K. P., J a t s c h W.: Dimensionierung und elektrische Eigenschaften der 25 m Antenne der Erdefunkstelle Raisting für Nachrichtenverbindungen über Satelliten. Frequenz, 1965, Nr 19, S. 402—421.
182. Т р у с к а н о в Д. М.: Развитие очественной техники телевизионных передающих антенн. Антенны, 1967, № 2, стр. 4—32.
183. V i s o c e k a s R.: Non cassegrainian indirect system for aerial illumination. Proc. IEE, 1964, Vol. 111, No 12, pp. 1969—1975.
184. W e l c h W. J.: Reciprocity theorems for electromagnetic fields whose time dependance is arbitrary. IRE Tran. Antennas and Propagation, 1960, Vol. AP-8, No 1, pp. 68—73.

185. Williams W. E.: High efficiency antenna reflector. Microwave J., 1965, No 8, pp. 79—82.
186. Winter C. F.: Phase — scanning experiments with the reflector antennas systems. Proc. IEEE, 1968, Vol. 56, No 11, pp. 1984—1999.
187. Wohlleben R.: Die Typen linear — polarisierter, logarytmisch periodischer Antennen. NTZ, 1969, Bd 22, Nr 9, s. 531—542.
188. Wolter J.: Theorie der Yagi — Antenne. NTZ, 1970, Bd 23, Nr 4, S. 180—184.
189. Зелкин Е. Г., Петрова Р. А.: Широконаправленные линзовые антенны из неоднородного диэлектрика. Антенны, 1969, № 6, 106—120.
190. Zucker H., Ierley W. H.: Computer — aided analysis of Cassegrain antennas. Bell Syst. Techn. J., 1968, Vol. 47, No 6, pp. 897—932.
191. Zucker H.: Gain of antennas with random surface deviations. Bell Syst. Techn. J., 1968, Vol. 47, No 8, pp. 1637—1651.

Do rozdziałów 11—16

Książki

1. Альперт Я. Л.: О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. Москва 1955, Изд. АН СССР.
2. Альперт Я. Л.: Распространение радиоволн и ионосфера. Москва 1960, Изд. АН СССР.
3. Barlow H. M., Brown J.: Radio Surface Waves. Oxford 1962, Clarendon Press.
4. Bochenek K. i inni: Rozchodzenie się bardzo długich fal. Wrocław 1966, Ossolineum.
5. Bremmer H.: Terrestrial Radio Waves. Amsterdam 1948, Elsevier Publishing Co.
6. Budden K. G.: Radio Waves in the Ionosphere. Cambridge 1961, University Press.
7. CCIR: Atlas of Ground — Wave Propagation Curves for Frequencies between 30 Mc/s and 300 Mc/s. Geneva 1955, UIT.
8. CCIR: Report 340 Atlas of Ionospheric Characteristics. Geneva 1967, UIT.
9. CCIR: Documents of the XI-th Plenary Assembly. Oslo 1966, Vol. II, Propagation. Geneva 1967, UIT.
10. CRPL: Ionospheric Predictions for..., NBS Periodical Publication.
11. Черный Ф. Б.: Распространение радиоволн. Москва 1962, Советское Радио.
12. Desirant M., Michiels J. L.: Electromagnetic Wave Propagation. London, New York 1960, Academic Press.
13. Долуханов М. П.: Дальнее распространение ультракоротких волн. Москва 1962, Связьиздат.
14. Долуханов М. П.: Распространение радиоволн. Изд. 5. Москва 1965, Изд. Связь.
15. Фейнберг Е. Л.: Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Москва 1961, Изд. АН СССР.
16. Фок В. А.: Проблемы диффракции и распространения электромагнитных волн. Москва 1970, Советское Радио.
17. Гинзбург В. Л.: Распространение электромагнитных волн в плазме, Москва 1960, Физматгиз.
18. Hahn S.: Podstawy radiokomunikacji. Warszawa 1964, WKiŁ.
19. IFRB: Technical Standards B-1. Geneva 1955, UIT.
20. IFRB: Technical Standards B-2. Geneva 1955, UIT.
21. IFRB: Technical Standards C-1. Geneva 1956, UIT.
22. IFRB: Technical Standards, Series A. Geneva 1965, UIT.
23. ИЗМИРАН: Месячный прогноз распространения радиоволн. Периодическое издательство, Москва.

24. K e s s e n i k h В. Н.: Распространение радиоволн. Москва 1952, Гос. Изд. Технико-Теоретической Литературы.
25. K e l s o J. M.: Radio Ray Propagation in the Ionosphere. New York 1964, McGraw-Hill.
26. K l e j m a n H., D z i ę c i o ł o w s k i K., R z e w u s k i M.: Lasery w telekomunikacji. Warszawa 1970, WNT.
27. К о р с у н с к и й Л. Н.: Распространение радиоволн при самолетной радиосвязи. Москва 1965, Советское Радио.
28. L i s i c k i W.: Propagacja fal radiowych. Warszawa 1962, WKiŁ.
29. M a t t h e w s P. A.: Radio Wave Propagation V.H.F. and above. London 1965, Chapman and Hall Ltd.
30. P a p a s C h. H.: Theory of Electromagnetic Wave Propagation. New York 1965, McGraw-Hill.
31. Praca zbiorowa: Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн. Москва 1967, Изд. Наука.
32. Praca zbiorowa: Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн. Москва 1965, Советское Радио.
33. R a t c l i f f e J. A.: Physics of the Upper Atmosphere. New York, London 1960, Academic Press.
34. Regulamin Radiokomunikacyjny, Genewa 1969. Tłum. polskie. Warszawa 1963, WKiŁ.
35. T y r a s G.: Radiation and Propagation of Electromagnetic Waves. New York 1969, Academic Press.

Artykuły z czasopism

36. B a h a r E.: Computation of mode-scattering coefficients due to ionospheric perturbations and comparison with v.l.f. radio measurements. Proc. IEEE, 1970, Vol. 117, No 4, pp. 735—738.
37. B a r g h a u s e n A. F.: Medium — Frequency sky wave propagation in middle and low latitudes. IEEE Trans. on Broadcasting, 1966, Vol BC-12, No 1, pp. 1—14.
38. B a t e s H. F.: HF propagation through the auroral curtain. J. Geophys. Res., 1970, Vol. 75, No 1, pp. 143—151.
39. B e d r o s i a n E.: Transionospheric propagation of FM signals. IEEE Trans. Commun. Technol., 1970, Vol. CT-18, No 2, pp. 102—109.
40. B e l l D. A.: Some physical aspects of the ionosphere. Radio and Electron. Engr., 1966, No 10, pp. 217—226.
41. B e l l J.: Propagation measurements at 3.6 and 11 Gc/s over a line- of-sight radio path. Proc. IEE, 1967, Vol. 114, No 5, pp. 545—549.
42. B h a r g a v a B. N., Y a c o b A.: The secular variation of the magnetic field and its cyclic components. J. Atoms. Terrest. Phys., 1970, Vol. 32, No 3, pp. 365—372.
43. B r e m m e r H.: The extension of Sommerfeld's formula for the propagation of radio waves over a flat earth to different conductivities of the soil. Physica, 1954, Vol. 20, No 8, pp. 441—460.
44. E a s t e r b r o o k B. J., T u r n e r D.: Prediction of attenuation by rainfall in the 10.7 — 11.7 GHz communication band. Proc. IEE, 1967, Vol. 114, No 5, pp. 557—565.
45. F a r l e y D. T.: Incoherent scattering at radio frequencies. J. Atmos. Terrest. Phys., 1970 Vol. 32, No 4, pp. 693—704.
46. G e o r g e P. L.: Attenuation of radio waves reflected from the ionosphere at oblique incidence. Proc. IREE, 1970, Vol. 31, No 1, pp. 1—6.
47. G o d z i ń s k i Z.: The use of equivalent secondary sources in the theory of ground wave propagation over an inhomogeneous earth. Proc. IEE, Part C, 1958, Vol. 105, No 8, pp. 448—464.
48. G o d z i ń s k i Z.: The surface impedance concept and the structure of radio waves over real earth. Proc. IEE, Part C, 1961, Vol. 108, No 14, pp. 362—373.
49. G r o s s k o p f J., V o g t K.: Über die Bodenleitfähigkeitsmessungen in Schleswig-Holstein. FTZ, 1949, Bd 2, Nr 6, S. 211—218.

50. G r o s s k o p f I.: Zur Ausbreitung von Mittelwellen über inhomogenes Gelände. FTZ, 1950, Bd 3, Nr 4, S. 118—124.
51. H a c k i n g K.: UHF propagation over rounded hills. Proc. IEE, 1970, Vol. 117, No 3, pp. 499—511.
52. Х м е л ь н и ц к и й Е. А.: Особенности экспериментального определения напряженности поля в КВ диапазоне. Электросвязь, 1969, т. 23, № 10, стр. 33—40.
53. H o g g D. C.: Statistics on attenuation of microwaves by intense rain. Bell Syst. Techn. J., 1969, Vol. 48, No 9, pp. 2949—2962.
54. H o w a r d R. A., V a n d e r s l i c e J. T., T i l f o r d S. G.: Ion densities in the night ionsphere. Planet. Space Sc., 1970, Vol. 18, No 2, pp. 145—153.
55. I n s t o n H. H.: Dispersion of h.f. pulses by ionospheric reflection. Proc. IEE, 1969, Vol. 116, No 11, pp. 1789—1793.
56. И в а н о в В. В.: К вопросу о дальнем тропосферном распространении радиоволн. Радиотехника и Электроника, 1970, т. 15, № 6, стр. 1123—1130.
57. И в а н о в - Х о л о д н ы й Г. С.: Состояние исследований аэрономии — Е и Д — областей ионосферы. Геомагн. и Аэрономия, 1970, т. 10, № 3, стр. 385—401.
58. J u n g h a u s H., W e b e r H.: Zwischenfrequenzkombinator für ein Breitband-Überhorizont — Richtfunksystem. Techn. Mitt. AEG, 1970, Bd 60, Nr 1, S. 40—44.
59. K i n g G. A. M.: Seasonal changes in thermospheric composition. J. Atmos. Terrest. Phys., 1970, Vol. 32, No 3, pp. 433—437.
60. Л и х а ч е в М. А.: Градиент гогового хода характеристики состояния ионизации слоя F2. Геомагн. и Аэрономия, 1970, т. 10, № 1, стр. 52—55.
61. P a g e H., W h y t h e D. J.: Corona and precipitation interference in v.h.f. television reception. Proc. IEE, 1967, Vol. 114, No 5, pp. 566—576.
62. S m i t h L. G.: A sequence of rocket observations of night-time sporadic — E. J. Atmos. Terrest. Phys., 1970, Vol. 32, No 7, pp. 1247—1257.
63. T h o m a s L.: F2 — region disturbances associated with major magnetic storms. Planet. Space Sc., 1970, Vol. 18, No 6, pp. 917—928.
64. T o m a n k i e w i c z T.: Wyniki pomiarów i obliczeń natężenia pola fali przyziemnej nad terenem niejednorodnym w okolicy Zalewu Szczecińskiego. Prace Instytutu Łączności, 1956, t. 3, nr 3, s. 1—24.
65. T o m a n k i e w i c z T., S t a s i e r s k i L.: Określenie tłumienia fali przyziemnej z pomiarów własności elektrycznych ziemi. Prace Instytutu Łączności, 1966, t. 13, nr 2, s. 3—15.
66. T o m a n k i e w i c z T., S t a s i e r s k i L.: Określenie własności elektrycznych ziemi z pomiarów elipsy polaryzacji fali przyziemnej. Prace Instytutu Łączności, 1966, t. 13, nr 2, s. 17—34.
67. W a i t J. R.: On the theory of propagation of electromagnetic waves along a curved surface. Can. J. Phys., 1958 Vol. 36, No 1, pp. 9—17.
68. W a i t J. R.: On the theory of mixed-path ground-wave propagation on a spherical earth. J. Research NBS, 1961, Vol. 65D, No 4, pp. 401—410.
69. W a i t J. R.: Two-dimensional treatment of mode theory of the propagation of v.l.f. radio waves. J. Research NBS, 1964, Vol. 68D, pp. 81—94.
70. W a l d t e u f e l P.: A study of seasonal changes in lower thermosphere and the implications. Planet Space Sc., 1970, Vol. 18, No 5, pp. 741—748.
71. W a n d I. C.: A comparison of calculated and measured electric field strengths in the earth — ionosphere waveguide. J. Atm. Terrest. Phys., 1970, Vol. 32, no 5; pp. 949—954.
72. W a t t A. D.: Some electrical characteristics of the earth's crust. Proc. IEEE, 1963, Vol. 51, No 6, pp. 897—910.

Skorowidz

WYDAWNICTWA
NAUKOWO-TECHNICZNE
WARSZAWA 1973

Wydanie I. Nakład 5000+215 egz. Ark. wyd. 36,3 Ark. druk. 30,0 (39,90/A). Format B5. Papier druk. sat. kl. III 80 g. Oddano do składu 30. I. 73 r. Podpisano do druku w lipcu 73 r. Druk ukończono w lipcu 73 r. Symbol 20123/Et. Cena zł. 43.—

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej w Warszawie. R-24. Zam. 228/73